目　录

激光核聚变研究近况 …… (1)
激光产生的向心聚爆 …… (7)
激光对物质的超高密度压缩及其在热核聚变中的应用 …… (9)
激光引发核聚变 …… (16)
激光引发球形氘氚靶聚爆达到热核燃烧条件 …… (24)
压缩的氘氚微球的热核燃烧特性 …… (28)
最佳聚爆氘氚球靶的流体动力学和热核燃烧 …… (53)
均匀等熵压缩理论及其对激光核聚变的应用 …… (76)
激光驱动的空球壳的压缩：功率要求和稳定性限制 …… (86)
多层聚变靶丸的聚爆、稳定性及燃烧 …… (101)
激光驱动空心微球的聚爆 …… (110)
具有高能量增益系数的激光热核靶 …… (116)
激光聚变靶的流体不稳定性效应 …… (119)
高密度时的热核反应波 …… (129)
MEDUSA——一维激光核聚变编码 …… (142)
激光压缩热核反应中热化耦合与电动力学耦合的区别 …… (157)
强激光与物质相互作用时产生的高温等离子体现象 …… (169)
很强高频电场引起的反常等离子体加热 …… (195)
共振吸收加热的电子分布 …… (204)
共振吸收的二维相对论性模拟 …… (213)
关于激光等离子体中高能粒子的产生和输运的模型 …… (226)
飞散的高温等离子体对激光辐射的吸收与反射 …… (238)
激光聚变中的热传导限流 …… (246)
激光压缩玻璃球壳的实验研究 …… (248)
激光辐照充气微球的压缩观察 …… (260)
2兆兆瓦激光聚变实验 …… (263)
二氧化碳激光器进展和激光激励聚爆的不对称性 …… (272)
用激光压缩物质 …… (279)
激光产生的热核等离子体 …… (293)
激光聚爆靶流体力学效率的测量 …… (302)
激光引发核聚变方案中的X射线诊断 …… (306)
SHIVA——用于激光核聚变实验的10千焦耳高能激光装置 …… (325)
对热核聚变靶进行球形加热的12路大功率激光装置“Delfin” …… (336)

VISIT…

LANZAROTE
Caliente.com

激光核聚变研究近况*

徐至展

激光能在极短的时间（$\lesssim 10^{-9}$—10^{-10}秒)内，将大量能量耦合进极小的体积($\sim 10^{-6}$—10^{-9}厘米^3)，因而可直接从凝聚态物质靶上，瞬间产生高温、高密度等离子体。如果采用整形的激光脉冲，均匀同时地辐照精密设计的微球聚变靶面，则有可能将靶心燃料压缩到远高于液体的超高密度（10^3—10^4倍液体密度），并同时加热到很高的温度（$\gtrsim 10$ 千电子伏），从而点燃起高效率释放能量的微型热核爆炸。现今的激光核聚变研究是以1972年公开的向心聚爆理论[1,2]为其物理基础的。研究的长远目标，是以惯性约束的新途径开辟受控热核新能源；比较现实的近期目标，可能是为核武器的模拟研究[3,4]建立实验室手段。另外，激光打靶也为高压、高能、高密度等极端条件物理的研究提供可能。

下面，我们将对激光核聚变研究的近期进展，作简要评述。

一

激光核聚变研究，开创于六十年代初[5,6]。七十年代后，规模有了数量级的扩展。目前，仍旧处在作为能源或武器应用必须经历的验证原理的阶段。通常将实现科学可行性的证明，分成下列物理阶段而逐级论证[7]：

1. 激光驱动聚爆并点燃热核聚变；
2. 激光驱动高密度聚爆，将靶心燃料压缩到 100 倍液体密度；
3. 经等熵压缩而达到显著的热核燃烧，即靶增益 $G_L=\dfrac{\text{输出的热核能}}{\text{输入的激光能}}\gtrsim 1\%$；
4. 实现光能的得失相当（即 $G_L=1$）及高增益（$G_L\sim 1$—50）微型聚变爆炸。

根据极为复杂的包含各种物理过程（如：吸收、能量输运、流体力学压缩与热核燃烧物理等）的二维计算机总体程序（如美国的 LASNEX）的计算所预告[7]，采用 1×10^5 焦耳、1×10^{14} 瓦级的激光脉冲，经消融型等熵聚爆，可望将氘氚燃料压缩至液体密度的千倍以上（100 克/厘米^3—1000 克/厘米^3），实现科学得失相当，即 $G_L=1$；如进一步采用（2—3）$\times10^5$ 焦耳、（2—3）$\times10^{14}$ 瓦级的激光脉冲，则有可能实现高能量增益（$G_L>1$）的微型热爆，最终完成惯性约束途径的科学可行性的证明。这时，才可能为今后的民用（能源）前景奠定科学基础，并为军用（核爆模拟）研究提供现实的手段。近期，已见到了实现“点火”（得失相当）的大型激光核聚变实验装置的具体方案与研制计划[7,8]，如美国利弗莫尔实验室（LLL）的代号为“Nova”的输出功率 10^{14} 瓦、能量 10^5 焦耳量级的多路钕玻璃激光聚爆系统，预期 1982—1984 年建成；而美国洛斯·阿拉莫斯科学实验室（LASL）则有代号为“Antares”的同样输出量级的二氧化碳激光聚爆系统，也预期

* 本文写于 1978 年 7 月。

在同时期建成。然而，现有的（1977年底以前）实际用于打靶的激光器系统，其输出功率都处在 10^{11}—10^{12} 瓦量级，尚不足以演示能同时达到高温与高压缩的聚爆实验。自1974年5月，美国KMS公司进行了首次激光驱动向心聚爆的著名实验[9]以来，事实上几乎全部压缩实验都仍旧是在充有低密度气体的薄壁玻璃壳靶上完成的。激光驱动的所谓“爆炸-推进型”聚爆与消融型等熵压缩不同，它将明显地偏离费米简并绝热过程，受压缩的气体燃料的最终密度接近或稍超过液体密度［～(0.2—1.0)克/厘米^3］，然而确易把离子加热到高温而会有显著的中子产额。迄今，“爆炸-推进型”聚爆已累积了大量数据，唯象定标律扩充到 4×10^{12} 瓦级的激光水平。最高的实验指标是在“Argus”（美）[3,10]和“激光4号”（日）[11]装置上取得的，例如，在“Argus”［$(1-4)\times10^{12}$ 瓦］上，已达到下列成就：经 α 粒子、中子飞行时间谱测量，证实离子温度最高已达8千电子伏；热核中子 $\sim2\times10^9$；靶增益 $\sim4\times10^{-5}$；氘氚增益 $\left(=\dfrac{\text{热核能}}{\text{氘氚内能}}\right)\sim10^{-2}$；氘氚烧耗率（氘氚燃料经聚变反应而“烧掉”的相对比例）$\sim3\times10^{-5}$；经 α 粒子针孔或夫累涅尔带板编码孔照相所证实，已实现了百倍以上的燃料体压缩；劳逊数 $\sim10^{12}$ 厘米$^{-3}$·秒。显然，激光核聚变已经越过了点燃热核聚变的里程碑，而已达到的氘氚增益是整个受控热核聚变研究领域中的最高指标。尤为令人鼓舞的，LASNEX程序计算所预告的中子产额已在 0—10^9 的宽广范围内，与实验值（2、3倍精度内）相符合[3]。理论计算预告，采用 10^{12} 瓦/10^3 焦耳量级的装置及专门的靶设计，有可能达到10—100倍液体密度的高压缩，（这时，还不足以同时取得 ≳1 千电子伏的高温。）而接近第二个物理里程碑。当然，这一预期尚待实验证实。目前，整个领域急需将以验证聚爆理论为目的的实验研究，推进到更高的激光功率和能量的水平。一方面，把已有的“爆炸-推进型”聚爆定标律加以扩充或修正；另一方面，实现接近费米简并绝热线的等熵或近等熵消融型压缩，以能同时达到高温与高压缩，完成以显著的热核燃烧（$G_L\gtrsim1\%$）为指标的第三个物理里程碑。以上述要求为目标，近几年，国际上正筹建的输出功率～（2—4）$\times10^{13}$ 瓦、能量 $\gtrsim10^4$ 焦耳（≳1 毫微秒）的下一代大型多路激光核聚变装置计有7台[12]，5台是波长为1.06微米的钕玻璃系统，即：Shiva（美国LLL）、OmegaX（美国罗切斯特大学）、Дельфин（苏联列别捷夫物理研究所）、Мишень-3（苏联库尔恰托夫原子能研究所）与激光12号（日本大阪大学）；2台是波长为10.6微米的二氧化碳激光系统，即美国LASL的8路Helios装置与日本大阪大学的烈光3号。其中，20路钕玻璃Shiva装置已于1977年年底研制成[13]，1978年5月进行了首次满载运转的打靶试验[14]，测量到的热核中子数为 7.5×10^8，激光输出指标为 1.02×10^4 焦耳/0.9毫微秒和 2.6×10^{13} 瓦/0.1毫微秒。预期在今年秋后的实验中，中子产额将达到 10^{10}—10^{12}。另外，8路二氧化碳Helios装置也于前几月（1978年4月）首次运转，激光输出达到 1.5×10^{13} 瓦/0.5毫微秒的水平。这样，激光核聚变开始建立在比原有装置高出一个数量级的激光水平上，从而使整个领域进入到一个新的物理研究阶段。

二

激光核聚变的发展还取决于激光与等离子体相互作用物理的深入研究，要建立总体的

物理模型和设计聚变靶的结构，都需要给切地掌握在激光-靶的三个区域(即电子密度低于临界密度的外部冕区、临界密度面和压缩靶心消融表面间的能量输运区与将发生热核反应的高压缩靶心燃料区。)内所发生的基本物理过程（如：激光传输和吸收、电子热传导、流体力学压缩、热核燃烧与产物输运等）。多年来，相互作用的研究布满了(10^{10}—10^{17})瓦/厘米^{2}的范围。特别是最近几年，由于光束质量优异（发散角为十倍衍射极限）、功率为 10^{11}—10^{12} 瓦级的激光器的出现，而已在（10^{14}—10^{17}）瓦/厘米^{2}的高量级上积累了大量相互作用的数据[12]，再配合有等离子体模拟编码与解析理论的发展，而大大地加深了人们对激光核聚变物理学的了解，并提出了一系列基本理论问题或新的物理机制。例如：反常吸收与受激散射；超热电子及其预加热、去耦效应；快离子产生；自生磁场；辐射压力引起临界面附近密度分布变陡与临界密度面波纹等；强光束在冕区等离子体传播中的非线性或相对论性自聚焦；X光产生与输运物理；激光-靶耦合中的波长效应以及激光压缩中的若干基本问题（如界面流体力学不稳定性；非线性有质动力驱动的非热耦合压缩机制等）等等。下面，重点指出近一、二年内所取得的几点主要进展：

1. 靶对高强度（～10^{16}—10^{17} 瓦/厘米^2）激光的吸收将是激光入射角与偏振特性的函数[15,16]，测量表明[17]，平面靶的吸收率约为 40%；而玻璃球壳靶的吸收率约为（20—30）%。数值模拟和专门的诊断实验又已指出，激光束的辐射压力会使临界密度面附近的等离子体密度轮廓变陡[18,19]。对于 1.06 微米激光，变陡的电子密度梯度的标量长度 $L=n_{cr}\left(\frac{dn}{dx}\right)^{-1}_{cr}\leqslant 1$ 微米。陡化的密度梯度不利于逆轫致和参量不稳等机制，而有利于共振吸收。近期的理论和实验都已证实，共振吸收是吸收光能的主要机制。即使在正交入射的情形，辐射压力会引起临界密度面的小尺寸波纹，共振吸收仍会是有效的。

2. 共振吸收等反常机制将产生超热电子或超热X光谱，加热电子可近似为双温度麦克斯威分布所描述[20]。二维模拟[21]和实验[22,23]指出，超热电子的“温度” $T_S\propto\phi_L{}^{\beta}$，这里 ϕ_L 是激光强度，$\beta=0.3$—0.4（如玻璃壳靶，$\beta\sim0.39$）。在外部冕区，超热电子产生快离子而带走可观的动能；而向靶内部的输运将预加热靶心。超热电子在形成“爆炸-推进型”靶的聚爆中，有着重要的作用。

3. 计算机模拟[24]表明，聚爆强烈依赖于电子热传导。实验已证实，的确存在对横向与径向电子热传导的反常抑制[3,12]。等离子体不稳定性与自生磁场等可能是这种抑制的机制，抑制后的电子热传导的速率将比经典值低 10 倍以上。

4. 在相互作用的波长效应方面，也取得了研究进展[25,26]。LASL 采用波长为 10.6 微米的 CO_2 激光，实现了内充氘氚的玻壳靶的向心聚爆，且长波长与短波长打靶得到的数据落在同一条曲线上。研究指出，超热电子“温度”与激光波长的依赖关系也已减弱，定标关系 $T_e\propto\lambda^{\delta}$，其中 δ 因子已从早期的 2 下降到$\frac{1}{2}$。如采用聚变靶的专门设计，还可进一步消除长波的不利影响。当然，关于激光核聚变研究中的波长效应问题，仍待今后在理论与实验上深入研究，才能作出最后的判断。

三

近年来，在物理实验的诊断测试方面，最有意义的进展有如下几方面：

1. 空间分辨率为6微米的X光针孔相机与时间分辨率为15微微秒的X光条纹相机结合，直接测量聚爆速度与其动力学过程的物理图像[27]。

2. 空间分辨率为10微米的α粒子（3.52兆电子伏）针孔或夫累涅尔带板编码照相[28]，直接提供了燃料压缩区的形状、尺寸和体压缩等量的确切数据。

3. 利用能谱分辨率为100千电子伏的中子飞行时间谱仪[8,10]，测量到中子（$>10^8$）的能谱，提供了更为精确的燃料离子温度的取值。

4. 采用波长为2650埃的四倍频激光全息干涉照相术（分辨率为1微米和15微微秒）[29]，测量了临界密度面附近（10^{20}—10^{21}厘米$^{-3}$）等离子体的密度分布，证实了高强度激光辐射压力的重要效应，诸如电子密度梯度变陡、临界密度面波纹等。

5. 根据掺杂的高Z原子（如氖、氩）发射的X光谱线线型，得到靶心压缩的可靠信息（如ρ，ρR等）[30]。

激光核聚变诊断研究的最高水平可归结如下[8]：

Δt = 6微微秒（红外波段）

=15微微秒（X光波段）；

Δx = 1微米（红外、可见、紫外；时间积分）

= 3微米（X光；时间积分）

= 6微米（X光；15微微秒时间分辨）

=50微米（120微微秒；满幅）

=10微米（α粒子，离子）；

100电子伏$\leqslant h\nu \leqslant$100千电子伏（时间积分）；

1千电子伏$\leqslant h\nu \leqslant$20千电子伏（15微微秒时间分辨）；

10^{18}厘米$^{-3} \leqslant n_e \leqslant 10^{21}$厘米$^{-3}$（～15微微秒曝光）；

$\Delta(h\nu)$ = 1电子伏（在$h\nu$ = 1千电子伏）；

$\Delta E \simeq$ 100千电子伏（14.07兆电子伏中子，3.52兆电子伏α粒子）。

四

靶的研制是激光核聚变研究中极为重要的部分。靶的设计要利用一维、二维总体计算机程序，进行大量计算才能完成。近期，利弗莫尔实验室提出了四类惯性约束聚变靶的设计[31]，用以与逐渐提高量级的激光系统相匹配，达到各个阶段的物理目标。这四类靶设计如下：

1. 爆炸-推进型靶：即是已大量应用于聚变实验的内充低密度氘氚气体的薄壁（$R/\Delta R \lesssim 50$）玻璃壳靶。这种靶不要求特殊的脉冲整形与苛刻的照明对称性及靶研制精度；在较低的激光功率，就因燃料易加热而能发射强的X光、中子和α粒子，玻璃推进层的ρR值又较低，故易对靶的聚爆动力学过程作细致的诊断。所以，在早期的聚爆实验中，大都采用这种靶。

2. 高密度靶：这类靶用于将氘氚燃料压缩至100倍液体密度的目标。采用低 Z 消融体外层＋厚壁玻璃壳层＋高压氘氚气体的结构。不同于爆炸-推进型靶，玻璃推进层壁厚约为靶初始半径的1/3，氘氚气体从 2×10^{-3} 克/厘米^3（10大气压）增至10^{-2}克/厘米^3（50大气压），并用较宽的（0.3—1毫微秒）激光脉冲相匹配。为了进一步减少熵的改变，可用双阶梯波形。玻壳表面光洁度<3000埃，且 $R/\Delta R\sim3$，所以能有效控制流体力学不稳定性。目前，正期待较长脉宽激光驱动这类靶的消融型压缩的实验结果。

3. 科学得失相当（或"点火"）靶：这种靶是具有五层结构的多层复合靶，用以实现等熵压缩并达到 $G_L\approx1$ 的目标。最外层是低 Z（如Be）消融体，靶心是液态氘氚燃料，中间部分是以塑料泡沫或气体分开的内、外推进壳层。外壳推进层的功能是屏蔽超热电子，并在与内壳相碰时增大聚爆速度；通常内壳推进层选取更高 ρ、Z 的材料(如：金)。推进层研制精度≲1000埃，并有苛刻的照明对称性要求。实验中，仍可采用双阶梯形激光脉冲。

4. 高增益靶：这类靶适用于输出数百兆兆瓦、数十万焦耳以上的激光或粒子束（电子、离子）聚爆实验，预期能达到反应堆量级的高能量增益，即 $G_L\gtrsim10$—100。靶通常是包含有冷凝氘氚壳的三层结构，最外层是LiH消融体，中间是推进体层。如要求有更高的增益，空的靶中心区将以涂金的氘氚点火剂填充，这样就类似于得失相当靶，而形成五层的复合结构。对于这种有中心点火器的多层靶，LASNEX计算表明，用兆焦耳级的聚爆驱动源（激光、电子或离子束），可能达到1000倍的高增益。利用这类靶，如要实现千兆瓦级电功率的反应堆，Nuckolls提出了聚变驱动源应有下列基本要求：

驱动源	电子束	离子束	激光
能量	10兆焦耳	1兆焦耳	1兆焦耳
功率	1000兆兆瓦	100兆兆瓦	100兆兆瓦
重覆率	4次/秒	4次/秒	4次/秒
效率	2%	2%	2%
粒子能量 或	<3兆电子伏	<30千兆电子伏（U） ~5兆电子伏（P）	
波长			<1微米
聚焦距离	5—10米	5—10米	5—10米

在制靶工艺方面，目前能制造各种尺寸和壁厚的玻璃球壳，表面光洁度优于1000埃，并发展了靶面涂层技术；低温冷冻形成的玻璃-氘氚液膜双层壳靶已用于聚爆实验[32]；而多层复合靶也已初步制成。

虽然，激光核聚变研究尚处于证实惯性约束聚变途径科学可行性的阶段，但是近几年，在激光聚变反应堆的概念性设计与研制适用于堆的高重覆率、高效率的新型激光器等方面，也都引起了足够的重视，并取得了显著的进展。本文限于篇幅，不再赘述，可参阅有关的文献[3,12,33,34]。

参考文献

[1] J. Nuckolls et al., Nature, 239, 139 (1972).

[2] K. A. Brueckner, KMSF-NP5, (1972); K.A.Brueckner and S.Jorna, Rev.Mod.Phys., 46,325(1974).
[3] Laser Program Annual Report—1976, Lawrence Livermore Laboratory, Rept. UCRL-50021-76 (1977); Energy and Technology Review, August (1977), Rept. UCRL-52000-77-8.
[4] WASH—1363 "AEC Laser and Electron Beam Program, Five Year Plan, FY 1976—1980".
[5] N. G. Basov and O. N. Krokhin, in Proceeding of the Conference on Quantum Electronics, Paris (1963).
[6] J. M. Dawson, Phys. Fluids, 7, 981 (1964).
[7] T. J. Gilmartin, Technical Digest of Topical Meeting on ICF, Feb., 1978.
[8] T. F. Stratton et al., Technical Digest of Topical Meeting on ICF, Feb., 1978.
[9] G. Charatis et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. Ⅱ, 317 (1974).
[10] E. K. Storm et al., Phys. Rev. Lett., 40, 1570 (1978).
[11] 产 新闻, 1978, 7, 16.
[12] 参见, Technical Digest of Topical Meeting on ICF, Feb., 1978; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, vol. 4A, 4B, (1977), 等.
[13] レ-ザ-研究, 5, No. 3, 222 (1977).
[14] Laser Focus, 14, No.1,18 (1978);Laser Focus,1,No.6,26(1978).
[15] K. R. Manes et al., Phys. Rev. Lett., 39, 281 (1977).
[16] J. S. Pearlman et al., Phys. Rev. Lett., 38, 1397 (1977); J. E. Balmer et al., Phys. Rev. Lett., 39, 1084 (1977); R. P. Godwin et al., Phys. Rev. Lett., 39, 1198 (1977).
[17] H. G. Ahlstrom et al., in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 4A, 437 (1977).
[18] K. Lee et al., Phys. Fluids, 20, 51 (1977).
[19] J. Virmont et al., Phys. Fluids, 21, 567 (1978).
[20] K. Estabrook, Bull. Am. Phys. Soc., 21, 1067 (1976).
[21] K. Estabrook, et al., Phys. Rev. Lett., 40, 42 (1978).
[22] K. R. Manes et al., J. Opt. Soc. Am., 67, 717 (1977).
[23] R. Spielman et al., Bull. Am. Phys. Soc., 22, 1188 (1977).
[24] M. Lubin, レ-ザ-研究, 4, No. 4, 211 (1977); G. A. Moses, Nucl. Sci. & Engng., 64, 49 (1977).
[25] Laser Focus, 13, 32 (1977).
[26] K. Boyer, レ-ザ-研究, 4, No. 4, 86 (1977).
[27] D. T. Attwood et al., Phys. Rev. Lett., 38, 282 (1977).
[28] N. M. Ceglio and L. W. Coleman, Phys. Rev. Lett., 39, 20 (1977).
[29] Energy and Technology Review, August (1977), Rept. UCRL-52000-77-8.
[30] B.Yaakobi et al.,Phys,Rev.Lett.,39,1526(1977).
[31] J. H. Nuckolls, Technical Digest of Topical Meeting on ICF, Feb., 1978.
[32] T. M. Henderson et al., in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. Vol. 4A, 305 (1977).
[33] 山中千代衛, 原子力工業, 24, No. 3, 22 (1978); 山中千代衛, 中井貞雄, 応用物理, 46, No. 4, 318 (1977).
[34] Л.П.Феоктистов И ар.,Квантовая электроника,1978,5,349(1978).

激光产生的向心聚爆

戴伯尔(J. W. Daiber) 赫茨伯格(A. Hertzberg)
威特利夫(C. E. Wittliff)

采用弱的球面爆炸波来整形初始密度分布，就可以将激光能量很好地耦合到该球的外围区域。于是，加在高密度气体外壳上的能量将产生内爆的等离子体。

巴索夫(Basov)[1]和道森(Dawson)[2]首先提出可利用激光将等离子体加热到引发聚变的温度。他们考虑用聚焦的激光辐射直接加热球形小液滴。两位作者都从能量守恒的观点，计算了等离子体在能量加进期间的温度和运动。他们得到结论：能够达到的最高温度，将受到使等离子体在激光频率处变成透明的球的迅速膨胀的限制。因此建议，如果膨胀的有序的整体运动可以热化，则可获得高得多的温度。已有人假设用磁场捕获[2-4]或用膨胀中等离子体的碰撞[2,5]使之热化。

描述了以激光能量驱动而产生聚爆冲击波的新的热化途径[6]。此法将多束激光聚焦在一个公共点上，并使整个立体角内均匀地充满辐射。其中一些激光器先发射，其发射能量足以使中心区域被击穿，因而产生向外爆炸的冲击波[7,8]，其强度由所用能量的多少控制。当此冲击波到达预期的初始半径时，其余的激光器以高能量发射。由于被逆韧致辐射机理吸收的激光能量取决于气体密度的平方，所以辐射的能量便优先地被紧挨在向外爆炸的冲击波之后的区域吸收，那里的气体密度比较高，因而即能使外表面加热。如将激光器安排得使加热均匀，则可产生球形向内爆炸的冲击波(和向外爆炸的冲击波)。

假若等离子体对激光频率来说是光学厚的，而且反射损耗小，则激光能量将被等离子体吸收[9]。如果忽略加热期间等离子体运动，则这种吸收的限制对于所考虑的密度水平是不重要的。如果考虑等离子体运动，那末，用道森的向外爆炸模型[2]，使等离子体透明所需的时间便和我们的向心聚爆时间(即，向内爆炸的冲击波到达中心点的时间)同一量级。只有在初始密度大于100阿码(amagats)时，等离子体频率才大于激光频率，这表明大的激光反射可能发生。但是，理论[10]和实验的[11,12]结果都表明，等离子体边界梯度会大大地降低等离子体的反射率。这种梯度应为受热的等离子体的扩散和运动产生。电子和离子的平衡时间[9]的估计表明，这个时间小于向心聚爆时间的千分之一。因此有理由预期，驱动向心聚爆所需的激光能量将透入等离子体，在那里被吸收并达到平衡。

基于这些考虑，在非常纯的气体样品内用激光产生强向心聚爆看来是可行的。为了更好地估价用此法获得聚变状态温度的可能性，采用了使之能作介析估计的简化模型进行了计算。假设激光能量是紧挨在初始向外爆炸冲击波之后瞬时加在气体上的，即气体是在体积不变下加热，那末，新形成的冲击波的初始强度可用一维激波管理论进行计算。再用古德利(Guderley)的相似性解法[13]来确定随后的向心聚爆的过程。

向心聚爆期间韧致辐射损耗和聚变反应的能量输出，可由对约束的持续时间内冲击波

加热的等离子体体积积分得到，这时，假设能量输出可从向心聚爆的气体动力学中去耦合。我们发现，总辐射能量输出正比于初始密度的平方和初始半径的四次方，与初始冲击波强度无关。核能输出正比于辐射损耗乘以与起动冲击波之后的初始温度有关的函数。激光加热的驱动气体的影响和反射冲击波使隔开驱动器与受驱动气体的界面静止而需要的停止时间的任何延长，在计算两种能量中都忽略了。

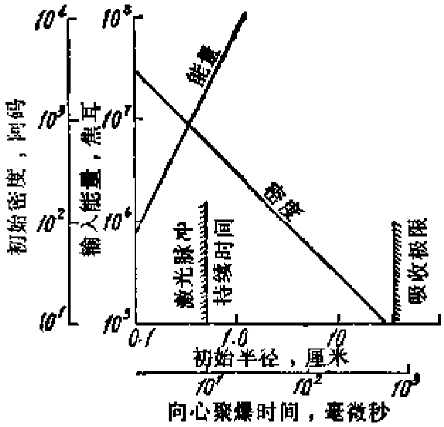


图 1　氘氚气体所要求的输入能量

这是在输出核能等于输入激光能量两倍，即等于辐射能量损耗四倍的情况下计算的。

由于要求输出能量为输入的激光能量两倍，而输入的激光能量又被定为辐射能量损耗的两倍，因此对于氘氚混合气体，所要求的在向内爆炸冲击波之后的初始温度为7×10^{6}°K。对此特定初始温度，所要求的输入能量和初始密度作为初始冲击波半径的函数关系示于图 1。还示出了根据古德利解法而得到的冲击波向内爆炸所要求的时间。

对于几厘米的初始半径，这里所用模型中所作的主要假设是满意的；等离子体对激光辐射维持不透明，密度低到足以使反射损耗小，向心聚爆时间比可用的激光脉宽长。但是，对最小能量输入来说最可取的条件是小初始半径和高初始密度。这里能量瞬时加上去的假设并不满意；特别是，向心聚爆时间变得比激光脉宽短很多。同时，等离子体频率超过激光频率，因此反射损耗可能发生。目前，我们正在用随时间变化的能量输入修改上述分析，研究等离子体边界梯度的大小及其对反射损耗的影响，这样可决定小半径极限。

这里讨论的探索性分析表明，激光显示了通过强向心聚爆产生清洁的高密度等离子体，并从中获得净的聚变能量输出这一非常引人注目的可能性。由于分析仅仅是初步的，很大的希望还有赖于目前正在进行的进一步探索。

参 考 文 献

[1] N.G.Basov and O.N.Krokhin, Proceedings of the Third International Congress on Quantum Electronics (Columbia University Press, New York, 1963).

[2] J.M.Dawson, Phys.Fluids 7,981 (1964).

[3] G.A.Askar'yan, N.B.Delone, and M.S.Rabinovich, Zh.Eksperim.i Teor.Fiz.46,814(1964)(English transl.: Soviet Phys.-JETP 19,555 (1964).

[4] W.I.Linlor, Phys.Rev.Letters 2,383 (1964).

[5] O.N.Krokhin, Zh Techn.Fiz.34,1324 (1964)(Englishtransl.: Soviet Phys.-Tech.Phys.9,1024 1965).

[6] J.W.Daiber, C.E.Wittliff, ad A,Hertzberg, Bull.Am.Phys.Soc.10,225 (1965).

[7] S.A.Ramsden an d P.Savic, Nature 203,1217 (1964).

[8] H.M.Thompson, J.W.Daiber, and A.Hertzberg, Presented at the American Physical Society Fluid Mechanics Meeting (1965).

[9] L.Spitzer, Jr., Physics of Fully Ionized Gases(Interscience Publishers, Inc., New York, 1956), P.65.

[10] F.A.Albini and R.G.John, J.Appl.Phys.32,75 (1961).

[11] J.W.Daiber and H.S.Glick, in Proceedings of the Symposiumon Electromagnetics and Fluid Dynamics of Gaseous Plasma (Polytechnic Press, Brooklyn, New York 1961), P.323.

[12] G.R.Cowan and D.F.Hornig, J.Chem.Phys.18,1008 (1950).

[13] G.Guderley, Luftfahrtforsch.19,302 (1942).

［宇飞译自《Phys.Fluids》,Vol.9,617(1966)，徐至展校］

激光对物质的超高密度压缩及其在热核聚变中的应用

纳科尔斯(J. Nuckolls) 伍德(L. Wood)等

一个由高能激光器驱动的向心聚爆系统可将氢压缩至其液体密度的10000倍以上。采用这种方案有可能使重氢同位素靶丸高效率热核燃烧，并通过目前可以制成的激光装置实现热核反应堆。

热核燃烧是在地球以外的星体上，以及在地球上的氢弹爆炸中才发生[1]。热核燃烧的比速率与密度成正比：

$$\phi \sim \rho\overline{\sigma V}.$$

其中ϕ是相对燃耗率，ρ是密度，$\overline{\sigma V}$是麦克斯韦速度平均的反应截面。因此，除了在高燃耗的情况外，当离子温度不变时，产生的热核能量正比于劳逊数，即密度与约束时间的乘积[2]。在通常的受控热核反应途径中，密度被材料性质所限制，其目的在于利用磁场获得足够长的约束时间[3]。用激光聚变实现受控热核反应的途径，目的在于获得足够高的燃料密度，而约束时间则由物质的惯性确定。本文叙述的用激光向心聚爆把物质球压缩10000倍的方法，使受控热核反应堆所需的激光能量减少1000倍以上，从10^8—10^9焦耳（这样大的能量在目前是不能实现的）降低到10^5—10^6焦耳，这里假定激光效率与热电效率分别为10%与40%[4]。1千焦耳的激光能量足以产生等量的热核能。

压 缩

据认为，在太阳中心氢的密度比其液体密度高一千倍，压力大于10^{11}大气压（温度为1—2千电子伏）[5]。这样的压力是靠覆盖着的巨大太阳质量（约10^{33}克）的引力来维持的。而在白矮星中心物质的密度高于10^6克/厘米^3，压力大于10^{16}大气压[6]。

白矮星中心的电子是费米简并的，因此，压力是由量子力学测不准关系和不相容原理确定的最小值[7]。具有费米简并电子的稠密氢的压力是[8]：

$$P=\frac{2}{3}n_e\varepsilon_F\left[\frac{3}{5}+\frac{\pi^2}{4}\left(\frac{kT}{\varepsilon_F}\right)^2-\frac{3\pi^4}{80}\left(\frac{kT}{\varepsilon_F}\right)^4+\cdots\cdots\right].$$

其中，n_e是电子密度；$\varepsilon_F=\frac{h^2}{8m}\left(\frac{3}{\pi}n_e\right)^{2/3}$，是费米能量；$kT$是热能；$h$是普朗克常数，$m$是电子质量。在密度等于液体密度的$10^4$倍（$n_e=5\times10^{26}$）时，若$kT\ll\varepsilon_F$，则氢的压力达到最小值，为$10^{12}$大气压。

压力：向心聚爆，消融

为了把地球上的氢压缩到这样的星体密度，所需的压力必须用非引力的方法产生。虽然化学爆炸压力通过向心聚爆可从小于 10^6 大气压增大到 10^7 大气压，但用机械或化学方法产生的压力受化学键强度的限制，一般都小于或接近于 10^6 大气压。作用于向心聚爆系统的压力所做的功 PdV 产生动能，此动能接近等熵地转换为集中在压缩体积内的内能。因为压力是单位体积的能量，所以最大平均压力等于外加压力乘以压缩比。由于会聚效应，在接近中心处发生的附加压力是倍增的。空心小球聚爆时，外加压力在较大体积内起作用[10]，因而可使压力倍增因子增大。

把激光聚焦，能使强度大于 10^{17} 瓦/厘米^2[11]。在这样的强度下，“光压”（动量通量）差不多为 10^8 大气压（$P\simeq I/c$，I 是强度，c 是光速）。同时利用向心聚爆与消融，可由强光产生高得多的压力。喷射物质的火箭的推力大于功率相等的光子的推力，由于同样的原因，消融产生的动量通量（与压力）比光的动量通量高得多。强度为 10^{17} 瓦/厘米^2 的激光产生的物质速度通常为 10^8 厘米/秒或 $3\times10^{-3}c$（温度为 10 千电子伏时的声速）。动量通量和压力正比于激光能通量除以反冲速度，因此它们可以增大好几百倍，达到 10^{10} 大气压以上。产生高度压缩的激光消融向心聚爆，可使消融压力进一步增大到 10^{12} 大气压以上。

脉冲波形

费米简并态使所需的向心聚爆压力减到最小，它可以通过在时间上整形激光脉冲而获得。向心聚爆开始时，选取的激光功率使向心聚爆物质中初始冲击波的速度接近声速（压力为 10^5—10^6 大气压），随后，选取的激光功率使压缩接近于等熵压缩；仅在球体中心附近，流体动力学特征线才相交。由于非常强的会聚效应，同时通过调节脉冲波形使特征线刚要达到中心之前相交，中心区域内一小部分靶丸质量被压缩并加热到很高的温度，从而引起热核点火。使简并的氢球产生最佳的等熵压缩的激光功率随时间的变化近似为[1]：

$$\dot{E}=\dot{E}_0\tau^{-S}.$$

其中 $\tau=1-t/t'$，t'（$>t$）是初始冲击波到达球体中心处的飞越时间（初始冲击波是由 $\dot{E}_0$ 产生的），对于具有简并电子的稠密氢（$\gamma=\frac{5}{3}$），$S=\frac{3\gamma}{\gamma+1}=\frac{15}{8}$。利用目前可以制成的激光系统可以以足够的精度产生这样的波形。向心聚爆的计算表明，采用一个由大约 10 个脉冲组成的序列，可以很好地接近功率随时间的最佳变化。从最后一个最短且强度

1）球形向心聚爆的计算机计算表明，这种功率随时间的变化产生近于最佳的压力变化，这样的压力变化为（对于拉格朗日表图）：

$$P=P_0\left(\frac{h}{h_0\tau}\right)^{2/3S},\quad h=\int_0^R\rho dr.$$

用分析方法（流体动力学特征线方法）可以证明，这样的压力变化也使平板产生最佳压缩（这里 $h=h_0=$常数）。根据计算 $P\sim E^{2/3}$，因为 $\dot{E}\sim P\times$速度，因而速度$\sim P^{1/2}$。

最高的脉冲出发（此脉冲不需要精确整形），利用分束器、衰减器及长度不同的光程，可以以足够的精度产生前面的一系列脉冲。也许可能有一些更成熟的脉冲整形方法。

对 称 性

为了使物质向心聚爆到达高密度，外加的向心聚爆压力必须同时具有足够的空间和时间对称性，而且也必须适当地控制流体动力学不稳定性。把球体压缩 10^4 倍时，半径减小20倍以上。如果在压缩以后要求球形对称性维持在压缩半径的$\frac{1}{2}$之内，或初始半径的$\frac{1}{40}$以内，那末，向心聚爆速度（和时间）的空间均匀性（和同步），必须优于$\frac{1}{40}$或百分之几。一般说来，在球形向心聚爆中，如果初始与最终体积之比为 η，最终半径 r 所允许的误差为 Wr，则速度与时间之乘积所允许的相对误差为：

$$\frac{\Delta(\nu t)}{\nu t} \simeq \frac{W}{\eta^{1/3}}, \quad \eta \gg 1.$$

利用一个由分束器、反射镜、透镜及其它光学元件组成的多束辐照系统，向心聚爆误差可以减小到10—20%。例如，将6束光向6个直角坐标方向照射，每束光用 $f/1$ 光学装置聚焦到离球中心约一个靶丸半径处的点上，光束边缘相互重迭。采用更多个光束可使强度变化减小。这样，利用气氛（由先行激光预脉冲的消融产生的）可使误差从10—20%减小到小于1%，气氛扩展范围达几个靶丸半径，其密度稍大于临界密度（此时激光频率等于等离子体频率）。激光在外层气氛中被吸收，并通过逆轫致辐射和等离子体不稳定性加热电子 [12] 。在电子通过气氛的几个平均自由程输运能量而加热靶丸表面的过程中，不对称性减小。此外，较小的靶丸上的每一点被外层气氛的很大一部分热吸收区加热。

稳 定 性

除了那些增长太慢以致不能造成破坏的较长的波长表面扰动外，由扩散消融产生的压力所造成的靶丸向心聚爆，在流体动力学上是稳定的。在向心聚爆过程中，小滴表面扰动的振幅按 $A_0e^{-i\sigma t}$ 增长，A_0 是表面粗糙度的初始振幅，

$$\sigma^2 = -ak + \frac{k^2P_A}{\rho}.$$

其中 a 为加速度，$\lambda = 2\pi/k$，为波长，P_A 为消融压力，ρ 为密度。第一项 ak 即为熟知的瑞利-泰勒（Rayleigh-Taylor）不稳定性 [13] 。如果 Δx 为物质壳层的厚度，则利用 $a = P_A/\rho\Delta x$（由 $F = ma$ 得出），在 $n \ll 2\pi\Delta x$ 时 σ^2 为正值（表示稳定加速）。使消融达到稳定的部分原因是，表面扰动的峰值实际上离热源较近（距离为临界密度处的半径），因而温度梯度较陡，结果，消融发生得比较快，并产生较高的压力，从而使扰动的振幅减小，"燃烧刨光"也可能是一种重要的机理。

在已叙述的压缩方案中，球丸被向外膨胀的消融材料的反冲力向内加速。事实上，这

种方案是一种球形消融火箭向心聚爆系统，最佳功率整形的高能激光器从外面对这种系统提供能量。

热 核 燃 烧

热等离子体球体的惯性约束时间正比于半径除以声速。这样，燃烧速率正比于密度，所以燃烧效率正比于密度和半径的乘积 ρr。在球形压缩时，因为密度的增高比半径的减小快，故 ρr 增加。在 ρr 不变时，球体质量与密度的平方成反比。

球体压缩使高效率热核燃烧所需的最小靶丸质量和激光能量减小。此外，对球体的极高度压缩使半径与密度的乘积非常大，以致使聚变反应放出的高能带电粒子在稠密靶丸内被吸收[1)]，同时使离子-电子耦合时间比惯性约束时间短[14]。形成的自加热进一步减少了燃料有效点火所需的激光能量。压缩也提供了一种把燃料离子加热到点火温度的方法。除密度极低的物质外，只有电子才吸收激光能量而被加热到很高的温度[15]。这些考虑排除了利用目前可以制成的激光器在受控热核反应堆中应用未压缩靶丸的可能性。由逃逸的消融材料造成的能量损耗部分地抵消了压缩的优点。这些损耗与向心聚爆及喷出速度的关系由火箭方程确定。

计 算 机 计 算

激光压缩及激光聚变已在 Lasnex 计算机程序中加以研究。这种 Lasnex 机利用拉格朗日有限差分方案模拟了以下各种不同的物理过程：流体动力学〔用冯纽曼-里希特迈耶（Von Ntumann-Richtmeyer）方法〕；热离子和光子与达 50 个电子速度群之间的通量限制的空间能量输运及交叉场耦合；由轫致辐射和束缚-自由过程引起的热辐射的产生和吸收；由逆轫致辐射和各种非线性过程引起的激光与物质的相互作用，这里，对于每一种相互作用都有适当的电子谱输入电子速度群（对于非线性过程，相互作用通过等离子体的模拟编码研究来确定）；热核燃烧，包括非局部时间延迟的输运及带电聚变反应产物的适当的电子-离子耦合。利用了包括物态方程在内的物质的实际性质，如不透明性、压力、比热及输运系数，其中都考虑了核电荷量、简并及部分电离效应。

图 1 表示聚变靶丸压缩 10000 倍的计算机计算结果，以及所得的热核微爆炸。在这些计算中，用波长为 1 微米、60 千焦耳的激光使真空室中半径为 0.4 毫米的等克分子氘-氚球形液滴产生向心聚爆。激光予脉冲使靶丸消融，产生半径接近于 1000 微米，密度大于 4×10^{-3} 克/厘米^3 的氘氚气氛。然后，外加的激光功率在 20 毫微秒左右的时间内从约 10^{11} 瓦最佳地增加到约 10^{15} 瓦（图 1*a*）。

激光在外层气氛中被吸收，使电子加热。在此计算中假设电子由可能的等离子体不稳定性强烈耦合，形成近似的麦克斯韦分布。这些热电子气氛，在向心聚爆过程中使电子温

1）在温度为 10 千电子伏特的氘氚中，由氘氚聚变产生的 3.6 兆电子伏特的 α 粒子的有效射程为 0.3 克·厘米$^{-2}$。具有这个 ρr 值的液体密度的氘氚小球的质量为 3 克，加热到 10 千电子伏特所需的能量为 3×10^9 焦耳。在密度为液体的 10^4 倍和 ρr 值相同时，质量和能量减小 10^8 倍。

度从 10^7°K 升高到 10^8°K 左右（图 1b）。靶丸表面被加热并消融，产生的压力从10^6大气压最佳地升高到 10^{11} 大气压（图 1c）。在初始冲击波达到小滴中心的飞越时间内，向心聚爆压力升高了许多个数量级，因此使未消融的靶丸的外部逐渐压缩入一密度大于100克/厘米^3 的球壳内，同时此壳层被向内加速，速度从 10^6 升高到 3×10^7 厘米/秒（图 1d）。当内压力大于消融压力时，迅速会聚的壳层会聚速度变慢，并且，在亚简并温度时仍接近等熵地被压缩着，直到密度大于 1000 克/厘米^3。此时低密度非费米简并中心区被壳层压缩到密度接近于 1000 克/厘米^3，并在此过程中被加热到高于 10^8°K 的离子与电子温度，从而点燃热核燃烧（图 1e）。在小于 10^{-11} 秒内产生约 1800 千焦耳的聚变能量(图 1f）。因为输入激光能量为 60 千焦耳，所以在激光器效率与热-电效率分别为 10%与40%时，有可能获得净电能输出。

对于非麦克斯韦电子及线性电子耦合进行的计算表明，激光等离子体不稳定性产生的超热电子在压缩过程中使燃料预热，并有效地从气氛去耦合。也可能出现热电子的去耦合[6]。在采用 CO_2 激光器这样的长波长激光时，因为吸收是在密度较低时发生的，所以这种效应是最坏的。利用激光的逆韧致辐射吸收可使超热电子的产生减到最小程度。利用紫外激光器，并在靶丸中加入少量高 Z 材料（～0.1 原子%），可使不稳定性阈值增高，并使逆韧致辐射吸收增强。去耦合限制了最大消融压力。如果超热电子预热可以避免的话，则这点可以通过利用空心靶丸而得到补偿。在采用紫外激光及掺杂的靶丸时，对于非麦克斯韦线性耦合进行的计算，得到了与上述相似的结果。

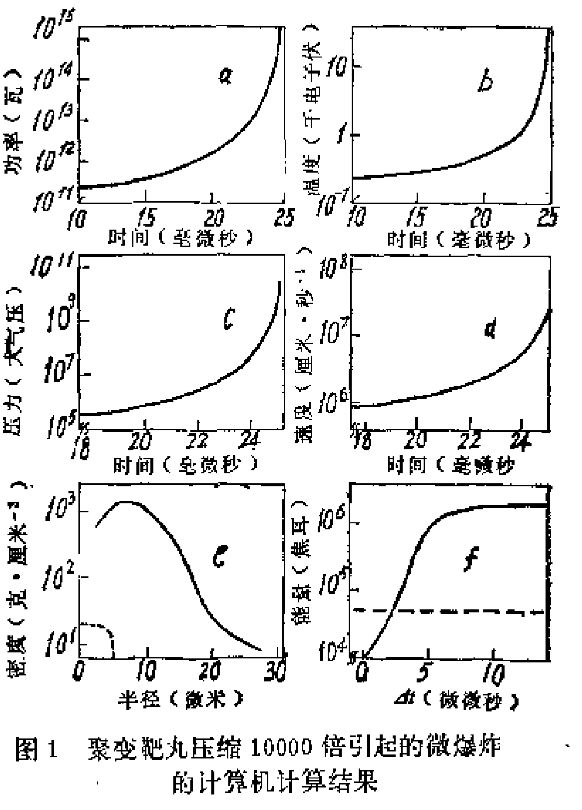


图 1　聚变靶丸压缩 10000 倍引起的微爆炸的计算机计算结果

假设 60 千焦耳、1 微米的激光使半径为 0.4 毫米的等克分子氘-氚小球产生向心聚爆。图中 a—激光功率；b—电子温度；c—压力；d—壳层速度；e—热核点火时的密度（实线所示）和离子温度（虚线所示）；f—产生的能量（实线为聚变能量，虚线为激光能量）。

图 2 表示增益 G_L(聚变能量与激光能量之比）随压缩和激光能量的增加。激光能量为 10^6 焦耳时算出的增益接近 100。压缩小于 10^3 倍时，由于燃料效率与 α 粒子对燃料的自加热，所以增益随压缩增大而迅速升

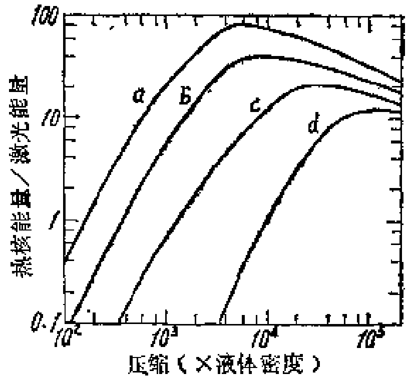


图 2　能量增益与压缩的关系

图中 a—激光能量 10^6 焦耳，b—10^5 焦耳，c—10^4 焦耳，d—10^3 焦耳。

1108615

高。压缩远高于10^4倍时，由于氘-氚的耗尽和消融能量损耗增加，使增益下降，压缩能量（相对于简并压力）变为主要的因素。

电增益（输出电能与激光泵浦电能之比）是：

$$G_e = G_L \varphi_t \varphi_L$$

其中φ_t是发电站的热效率，φ_L是激光泵浦效率。如果$\varphi_t = 40\%$，$\varphi_L = 10\%$，在$G_L > 25$时$G_e > 1$，此时的激光能量L小于100千焦耳，$\eta = 10^4$（图2）。小于1千焦耳的光能如果获得最佳的利用，则足以产生等量的热核能量（图2）。

靶丸价格

要获得商用电力，要求燃料靶丸的价格便宜。1000万焦耳的电能约值1分，其中大部分必须用于发电厂的成本与运转费用。本文叙述的方案中，靶丸可以是氘-氚滴（或用数兆焦耳的激光时为小丸氘滴），它由眼药水滴管滴入，通过表面张力与粘滞效应而成球形，并自由落入真空室中。靶丸也可以是聚变燃料的空心球体（由于要求对称性与稳定性，壳厚度与半径之比不能很小）。空心靶丸所需要的峰值激光功率较低(但需要的激光能量并不低)，对于波长≥1微米的激光来说空心靶丸可能是有利的（这是由于电子去耦合效应的缘故）。氚的高价问题可以得到克服，方法是用锂壁中的中子反应再生出用掉的氚，或者燃烧基本上纯的氘（氘中只含少量氚）。

反应堆的经济问题

产生数量级为10^7—10^8焦耳的热核微爆炸相当于5—50磅TNT，适于用来获得商用电力。为获得数千兆瓦的平均电功率水平，每秒钟约需燃烧100个丸，也许可用10个爆炸室，每一室中每秒燃烧10个靶丸。

激光功率P与激光能量L、爆炸频率N、增益G_L、热电效率φ_t以及激光效率φ_L有如下关系（根据能量守恒）：

$$P = LN(G_L \varphi_t - \varphi_L^{-1}).$$

这里假定激光器由电泵浦，激光器排出的热气体不用来发电。为了避免临界设计，要求$G_L \varphi_t \geqslant 2\varphi_L^{-1}$。因此，如果$\varphi_t = 0.4$，$\varphi_l = 0.1$，则$G_L$必须大于50，此时$L \sim 10^5 \sim 10^6$焦耳（图2）。如果$P = 10^9$瓦，则$L = 10^5$焦耳，$N = 100$秒$^{-1}$。

小的聚变爆炸产生的爆炸冲量比相等能量的TNT爆炸的冲量小得多，因为聚变爆炸重量比TNT爆炸重量小10^6倍，而产生的冲量与爆炸碎片质量的平方根成正比。不过，为了经得住聚变爆炸产生的中子、X射线及热等离子体，需要一种专门设计的爆炸室。这种爆炸室似乎能制成[17,18]。

如果聚变中子在锂壁中吸收，同时热等离子体冷却到易处置的温度[17,18]，则可以用通常的热循环装置来发电，如果燃烧较大的DT靶丸，或基本上纯的氘靶丸（此时需要的激光能量为数兆焦耳），聚变中子会把它们的很多能量贮存在燃料等离子体中，此等离子体可在磁场中膨胀，使大部分聚变能量直接转换成电能[19,20]，从而获得非常高的发电

效率。燃烧氘靶丸时，锂的利用、氚的贮存及循环可大大简化。净氚是通过燃烧氘产生的。

有一种混合反应堆，其中由爆炸室逸出的 14 兆电子伏的氘氚中子用来使天然铀或钍发生裂变，这种反应堆即使采用低效率的低能量激光器，如效率为 1% 的 10 千焦耳钕玻璃激光器，产生的能量也可以比用来泵浦激光器的能量高。

待解决的问题

需要进一步研究的重要领域包括：超热电子的耦合及靶丸预热；激光引起的等离子体温度与密度梯度所产生的磁场效应；能产生大于 10^{10} 次微爆炸的价格足够低的反应堆系统的工程设计；以及所需要的激光器研制等。

参考文献

[1] Teller, E., *Science*, **121**, 267 (1955).
[2] Lawson, J., *Proc. Phys. Soc.*, (Lond.), B **70**, 6 (1957).
[3] Gough, W., and Eastlund, B., *Scient. Amer.*, **224**, 50 (1971).
[4] Daugherty, J., Pugh, E., and Douglas-Hamilton, D., *Proc. Twenty-forth Annual Gaseous Electlonics Conf.* (Gainesville, Fla., 1971).
[5] Schwartzschild, M., *Structure and Evolution of the Stars*, 206 (Dover, New York, 1965).
[6] Chandrasekhar, S., *Steller Structure*, 427 (University of Chicago Press, Chicago, 1938).
[7] Landau, L. and Lifshitz, E., *Statistical, Physics*, ch. 5 (Addison-Wesley, Reading, 1969).
[8] Mayer, J. and Mayer, M., *Statistical Mechanics*, 385 (Wiley, 1940).
[9] Guderley, G., *Luftfahrforsch.*, **19**, 302 (1942).
[10] Daiber, J., Hertzberg, A.and Wittliff, C., *Phys. Fluids*, **9**, 617 (1966).
[11] Cox, M., *et al.*, *Laser Focus*, **3**, 21 (1967).
[12] Kruer, W. and Dawson, J., J. *Phys. Fluids*, **14**, 1003 (1971).
[13] Taylor, G., *Proc. Royal Society*, **201**, A, 192 (1950).
[14] Spitzer, L., *Physics of Fully Ionized Gases*, 135 (Wiley, New York, 1967).
[15] Bodner, S., Chapline, G., and DeGroot, J., *UCRL*-73425 (1971).
[16] Kidder, R., and Zink, J., *UCRL*-73465 (1971).
[17] Freeman, B., Wood, L., and Nuckolls, J. *Some General Design Considerations for Laser-Fusion CTR Power Plants*, APS Meeting, Madison, Wisconsin (in the press).
[18] Fraas, A., ORNL-TM-3231 (1971).
[19] Haught, A. and Polk, D., *Phys. Fluids*, **13**, 2825 (1970).
[20] Haught, A., Polk, D. and Fader, W., *Phys. Fluids*, **13**, 2842 (1970).

[汤彝君、幻水译自《Nature》, 239, No. 5368, 139–142 (1972), 徐至展校]

激光引发核聚变

布吕克纳（K. A. Brueckner）

引　言

人们对于把激光核聚变作为能源的兴趣是由以下特性引起的，即靶丸放出脉冲能量而无需外部约束。对于最容易达到热核反应条件的燃料——等量的氘与氚的混合物来说，产生与初始热能相等的聚变能的条件由下列等式得到：

$$E_{聚变}=E_{热能},$$

$$\frac{n^2}{4}(\overline{\sigma v})_{DT}Wt=\frac{3}{2}n(\theta_e+\theta_i)。\quad (1)$$

上式给出劳逊判据为

$$nt\simeq 6\times10^{13}\ 厘米^{-3}\cdot秒（在\ \theta_e=\theta_i=10\ 千电子伏时）。\quad (2)$$

对于固体氘-氚，其密度 $n=4.5\times10^{22}$ 个/厘米^3，由方程（2）确定的时间 $t\simeq 1.3\times10^{-9}$ 秒。以下要讨论的由所要加热的靶丸尺寸决定的能量需在 10^4—10^6 焦耳之间，即相应的功率为 5×10^6—5×10^8 兆瓦。目前已知的可能产生如此高峰值功率的唯一能源是脉冲激光器（或可能是脉冲电子束）。人们知道激光存在这种可能性已有十年左右的时间了，但为了从实验上能实现这种过程，还需要做大量的研究工作。虽然原理是简单的，但分析是很困难的，而且对激光器的要求非常高。

我们首先较详细地考虑方程（1）的结论。为了获得能量增益，聚变能必须是激光能量的 M 倍。由于等离子体对激光吸收不完全以及等离子体膨胀时的热量损耗等因素，要求激光能量大于等离子体的热能。设总激光能量耦合效率为 ε_L，则方程（1）由下式代替：

$$nt=\frac{12\theta}{\overline{\sigma v}W}\ \frac{M}{\varepsilon_L}。\quad (3)$$

反应时间 t 大约等于流体动力学分解时间 $t=r/v_{声}$。所需要的激光能量为

$$E_L=\frac{1}{\varepsilon_L}4\pi r^3\theta_n。\quad (4)$$

在 10 千电子伏时 E_L 出现最小值（在 M 与 ε_L 不变时），此时方程（4）与方程（3）给出：

$$E_L=\left(\frac{n_0}{n}\right)^2\frac{M^3}{\varepsilon_L{}^4}\times1.6\ 兆焦耳,\quad (5)$$

$$n_0 = 固体密度 = 4.5\times10^{22}个/厘米^3.$$

相应的反应时间与靶丸直径为：

$$t = 1.28\frac{M}{\varepsilon_L}\ \frac{n_0}{n}毫微秒, \qquad (6)$$

$$r = 0.128\frac{M}{\varepsilon_L}\ \frac{n_0}{n}厘米.$$

虽然，这些计算结果强烈地依赖于压缩、激光耦合效率及总能量增益，但只要仔细研究激光的相互作用及其随后在靶丸中发生的流体动力学运动，就能确定前两个量。人们实际上感兴趣的是增益，而增益是由聚变能量输出转换为激光输出的效率决定的。对于这些系数所作的估计是，热能转换为电能的效率为40%，电能转换为激光能的效率为25%，如果要求总的能量循环达到平衡，增益必须为10。方程（5）表明，除非能将氘-氚小丸有效地（$\varepsilon_L\approx1$）压缩到很高的密度，否则就需要非常高的激光能量。这样的要求至少从目前所掌握的激光技术来看是不可能达到的。这些问题将在以下几节中讨论。

激 光 耦 合

前面定义的激光耦合效率就是氘-氚等离子体从激光吸收的能量，以及随后能量从激光吸收区转移到氘-氚靶丸的稠密反应区的总效率。显然这是两个不同的问题，因为直接吸收激光能量的吸收系数可能是1，并不一定表示所吸收的能量有效地转移给稠密靶丸。

经典的激光能量吸收是由于电子吸收辐射能量的结果。对于波长为1微米的辐射，相应的吸收系数为：

$$K_{ff} = \frac{60}{\theta_e^{3/2}}\ \frac{n}{n_c}/厘米,$$

$$n_c = 临界密度$$

$$= 10^{21}个/厘米^3（波长为1微米的辐射）.$$

因此，在θ_e小于3千电子伏左右时，$n\approx n_c$处深度为1毫米吸收层将强烈地吸收激光能量（$K_{ff}\approx10$/厘米）。温度较高时，吸收迅速减弱。

根据大量的理论研究、计算机计算以及有限的实验证据，现在认为，除了经典的吸收过程外，在激光功率超过10^{11}—10^{12}瓦/厘米^{2}时出现强烈的非经典吸收。这种吸收是由于很强地激励不稳定的等离子体振荡的结果，这种等离子体与离子密度的涨落相耦合，而涨落的波长远小于激光的波长。我们讨论的聚变所需要的激光功率远远高于反常吸收的阈值，因此，可以认为发生很强的吸收作用。由于这种效应，等离子体看上去对激光基本上是“黑的”，也就是说，吸收系数接近1。为了得到预期的强吸收作用，目前的计算一般都用特殊的吸收校准加以修正。

吸收的激光能量呈现为吸收层的热能、形成膨胀等离子体的动能以及高密度等离子体的热能与动能。能量主要通过电子热导转移到高密度等离子体。在能量渗透到高密度等离子体的同时出现了热传导之后的流体动力学稀疏波。最后，由于向外运动与被传导波加热的等离子体的膨胀损耗了能量，以及随后由流体动力学稀疏波移去了能量，吸收的激光能

量显著耗散。

由于加热与能量从激光吸收区渗入，在加热的等离子体表面上产生高压。压力为：

$$P = n\theta$$

$$= 1.6 \frac{n}{n_c}\theta \text{ 兆巴.}$$

因此，在 θ 为几个千电子伏及密度等于固体密度（$n_0 = 40\, n_c$）时，压力达 200 兆巴左右！这样高的压力产生一个在传导波之前进入未加热材料的强冲击波。前进的冲击波所携带的能量是激光吸收区损耗的另一部分能量。显然，总的能量平衡及加热表面的温度与密度随时间的变化过程是非常复杂的。虽然通过分析各种互相制约的现象可以很方便地估计出数量级，但定量的结果只能由大量的数值计算得到。算出的结果与等离子体的温度和密度的变化有关。典型实例的结果是，压缩材料中的能量是激光释放的能量的 5—10%。平衡由吸收与加热过程中移走的低密度等离子体的内能与动能来完成。我们将重新讨论经详细计算的实例的完整结果。

压　缩

激光加热及随后发生核反应的时间在数值上等于声音通过等离子体的时间。在这段时间内，等离子体被高度加热并压缩，必然形成很强的冲击波。流体动力学过程作为经典现象，通过对平面、柱形、球形结构严格求解，以及数字研究，已有深入的了解。根据球体中自相似强冲击波得到的结果表明，距中心等距离的每一点都经历相同的密度与温度的变化，随着过程的时间推移这种变化向内传播。第一个会聚冲击波的通过使密度增加 4 倍（指 $r = 5/3$ 的气体），然后绝热压缩到约为 15 的密度比。然后，冲击波在中心被反射，在返回过程中又引起进一步的冲击波压缩，使密度比达最大值 39 。这是一个冲击波通过时在球体中能获得的最大压缩。达到的温度是半径与冲击波压力的函数，可以达到聚变反应所感兴趣的温度范围是 5—20 千电子伏。

燃料如果受到继续升高的压力，或者遇到强度不断升高的一列冲击波的作用，就可以获得进一步压缩。在以上任何一种情况下，都可以调节不断升高的压力变化，使得连续而来的冲击波同时达到会聚中心。例如，由 10、100、1000 兆巴的压力所驱动的冲击波都能在球体中给出约为 20 的最大压缩比，致使纯压缩倍数为 8000，或最终密度约为 1600 克/厘米^3。由于压缩使尺寸减小，同时冲击波速度按（压力）$^{1/2}$ 增加，三个相继施加压力的时间间隔迅速减短。从定性的角度来看，压力断面图的成形是很清楚的，但只能利用计算机研究得出定量的结果。

燃料的压缩问题也可以通过采用半径较大的氘-氚球壳得到解决。由于压缩使燃料体积变化的增大，因而给定的外加压力所作的流体动力学功增加，于是可以使燃料质量固定时的驱动压力下降。冲击波强度也相应减弱。球壳比均匀球体更容易实现压力与压缩随时间的最佳变化。球壳加速也使所需要的激光功率水平显著下降。最佳化问题也可通过大量的计算机分析来解决。

实际上，在所要求的数千伏的燃料温度下，能够获得的燃料压缩对于所要求的密度与温

度断面图的其它细节是灵敏的，这些将在以后讨论。流体动力学研究与上述的激光所吸收能量分配过程的研究相结合表明，可以获得峰值为 1000 克/厘米^3 的中心密度。产生聚变能量的最佳条件的精确值由下面将要讨论的其它因素决定。

燃料点火与燃烧

在得出劳逊条件 $n t \sim 6\times10^{13}$/厘米^{3}的·秒时，假设温度不变，因而可忽略聚变能量在燃料中将加热燃料从而增加反应速率的可能性。因此，如果发生自加热的话，燃料有可能在高温时"点火"并燃烧。这样，对于给定的初始能量，产生的能量显著增加，因为 50 千电子伏时的反应速率比 10 千电子伏时的速率差不多增加 10 倍。

一 个 实 例

通过计算机编码一并考虑了如下现象：

(1) 激光耦合；

(2) 热传导；

(3) 离子-电子能量交换；

(4) 流体动力学；

(5) 核反应；

(6) 辐射输运与损耗。

这些编码使计算机可以模拟全过程。一种典型的计算是把球体或球壳的半径分成 100 个区域，然后取时间阶梯间隔求出几个毫微秒内的各种不同量，在反应最激烈的时间，这种间隔小到 10^{-13} 秒。这类编码对于激光过程具有新的特征，而对常规的机构则不是这样，这些是流体动力学者及数值分析者所熟知的。这样编码在空气动力学、流体动力学及高温气体动力学方面获得了广泛的应用，这里在编码的应用上已掌握经充分证明的精确的模拟与分析方法。激光聚变的一个例子需要用 CDC 6600 计算机进行约 30 分钟的计算。完全计算出激光通量随时间的最佳变化可能需要 30—40 分钟，因此，整个计算机的研究也是个重大问题。

通过典型的计算机计算可以得到上述现象的特征。一个有意义的例子是半径为 $\frac{1}{2}$ 毫米的氘-氚小球，它最初处于固体密度（0.19 克/厘米^3），用 60 千焦耳激光能驱动，产生的聚变能量为 150 千焦耳。这种情况的特征如下：

(a) 激光脉冲波形：

从 0 至 5.47 毫微秒为 6.3×10^{11} 瓦；

从 5.47 至 7.21 毫微秒为 6.3×10^{12} 瓦；

从 7.21 毫微秒时的 6.3×10^{12} 瓦线性上升到 7.42 毫微秒时的 4×10^{14} 瓦。

(b) 吸收的激光能量：60.1 千焦耳。

(c) 中心峰值密度（在半径的 10% 内取平均）：1380 克/厘米^3。

(d) 发生向心爆炸密度达到 100 克/厘米^3 以上的体积占球体积的 12%。

(e) 密度大于 100 克/厘米^3 时中心压缩的时间：1.8×10^{-11} 秒。

(f) 在最大压缩时输入压缩的氘-氚的能量：2.9 千焦耳。

(g) 激光耦合压缩氘-氚的总效率：4.8%。

(h) 聚变产生的能量：510 千焦耳。

温度与密度随时间变化的某些特性，参见图 1-9。

其它计算机研究表明，在激光输入能量为 100 千焦耳时，从固体氘-氚小球可以获得的总聚变能量约为 3 兆焦耳。输入能量较高时，能量近似地以（能量的）1/3 而倍增；因此，输入激光能量为兆焦耳时产生的能量约为 100 兆焦耳。聚变能量等于激光能量的得失相当的点在 1—10 千焦耳的范围内出现，这用现有的玻璃激光技术很容易实现。事实上，正如利弗莫尔研究实验室的 Kidder 与列别捷夫研究所的巴索夫（Basov）已经证实的那样，所要求的球对称可以通过采用多路激光器而获得。

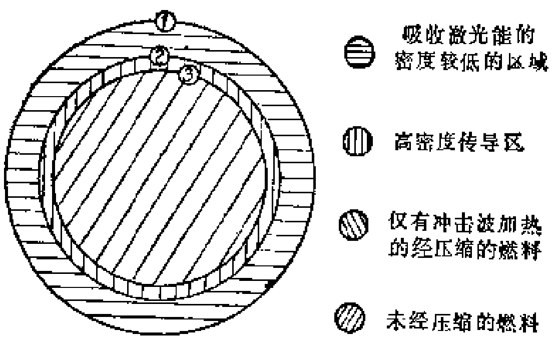


图 1 形成密度较低的吸收区后聚变燃料所处的状态（此时的冲击波还没有与热点分离）

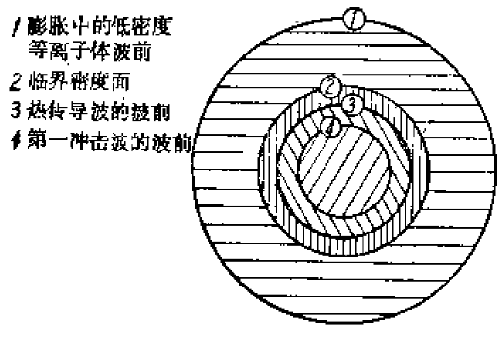


图 2 向心聚爆中间阶段的情况（此时第一冲击波早已与热传导波波前分离）

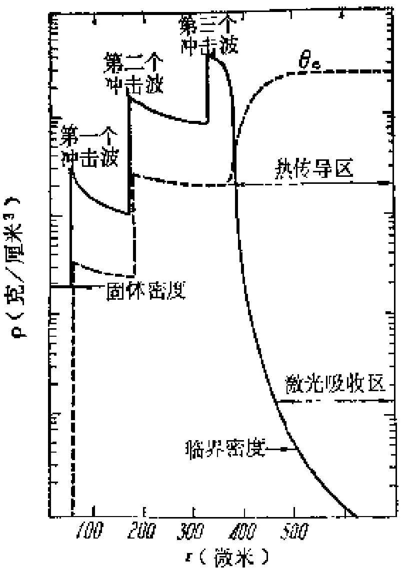


图 3 向心聚爆过程中典型的密度与温度断面图

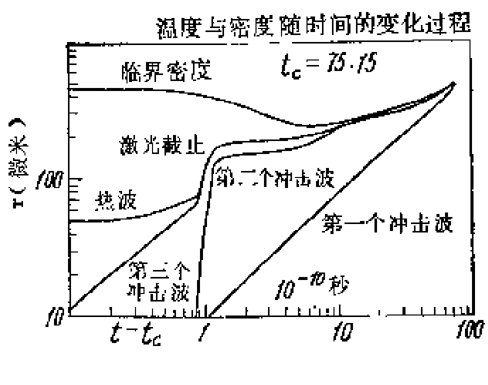


图 4 在所计算的问题中半径与时间的函数关系（吸收与图 3 中的相同）

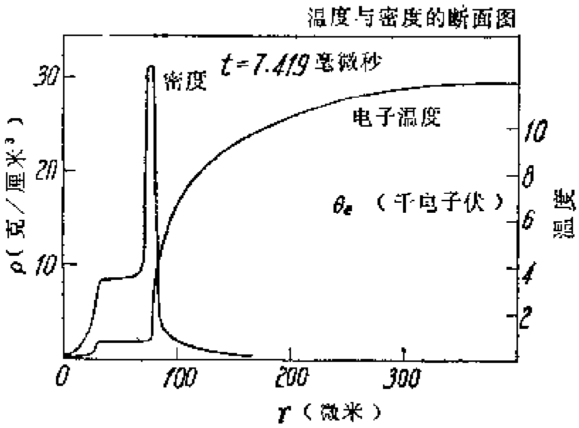


图 5　在形成最后的强冲击波以前，向心聚爆初期阶段内冲击波与热传导波波前的形成

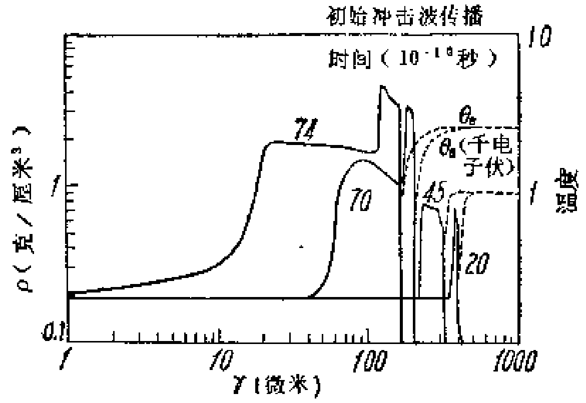


图 6　第三个冲击波以后的温度与密度断面图

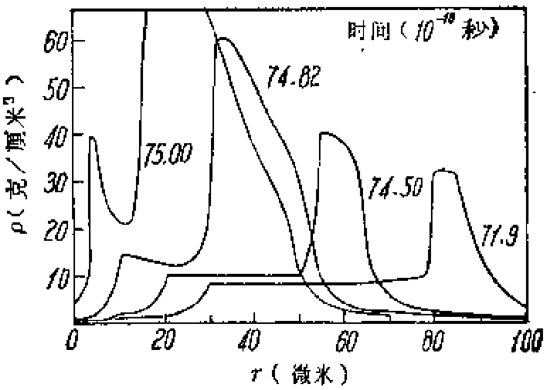


图 7　最终会聚前的时刻不断升高的密度断面图

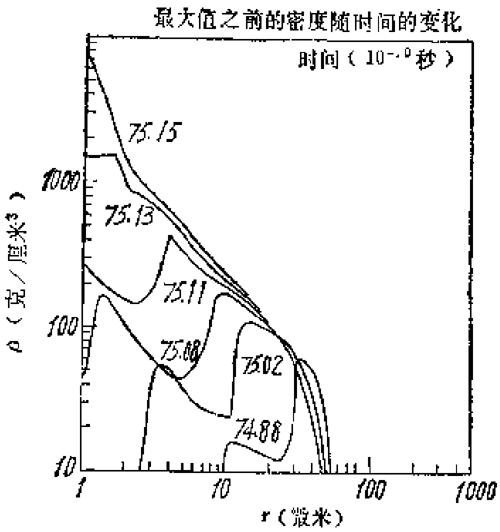


图 8　向心聚爆的最后阶段

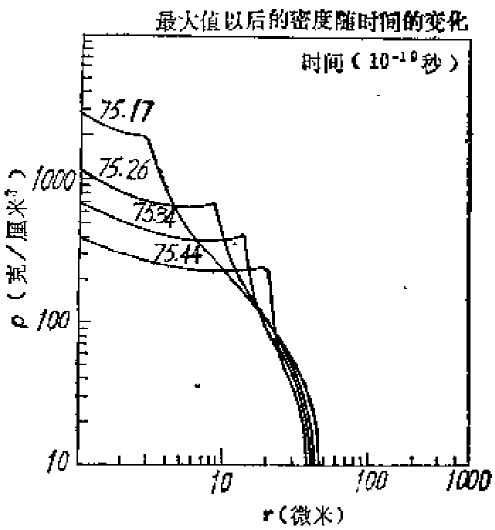


图 9　没有核反应时，峰值压缩之后密度随时间的变化过程

选择激光波长的其它方法

根据所给出的结果可知，采用能量输出为几千焦耳量级的钕玻璃激光器可以实现激光能量的倍增。但过程的总效率非常低，因而失去了实用价值。这类激光器的电能转换为激光输出的效率约为1%，从聚变能转换为电能（至少用一般的过程）的效率约为40%。因此，只有当聚变过程中的激光能量约增加250倍时，才能实现总能量增益。根据目前对氘-氚聚变过程的了解，采用技术上能实现的玻璃激光器，很难实现这样的能量倍增。

比玻璃激光器简单，但转换效率更高的激光器引起人们很大的兴趣。电激励气体激光器已能以百分之几十的效率运转。化学激光器从原理上来说也能使化学能高效率地转换为激光输出。25%的转换效率使总得失相当条件所需的激光能量倍增差不多降低10倍，向氘-氚小丸输入100千焦耳的激光能量就可以达到此要求。因此，世界各地都致力于发展气体和化学激光器技术。但是至今还没有出现能以所要求的脉宽及输出能量运转的激光器。

采用电激励气体或化学激光器给激光聚变理论提出了新问题，因为在大多数所考虑的情况下，这些激光器的工作波长比钕玻璃激光器的长得多。研制工作已取得相当进展的N_2-CO_2激光器的工作波长为10.6微米，此时激光能直接穿透的临界等离子体密度约为1微米时的1%。经典吸收系数也减小100倍左右。根据我们目前的了解，只有在激光与等离子体耦合以及能量从激光吸收区传输到高密度聚变小丸时存在强的反常效应的情况下，这种激光器才能被成功地采用。需要用实验证实对这些现象所作的预言。此外，在有用的能量输出所需的功率密度很高时，气体放大器的不稳定性质会严重影响气体激光器技术。这个问题似乎是由放大器中气体的击穿引起的，它与玻璃激光器的破坏问题相似，使我们能得到的能量受到限制。经典击穿理论指出，可以在10.6微米上从3平方米的激光孔径获得10^5焦耳的1/10毫微秒的脉冲。目前的实验似乎表明击穿阈值有可能降低，但这使孔径增大到不合理的尺寸。这个重要的问题有待于进一步研究并从实验上来解决。

反 应 堆 特 性

我们考虑一个用500千焦耳激光脉冲驱动，放出40兆焦耳聚变输出能的例子。每个脉冲的电能输出（在热效率为40%时）为16兆焦耳，其中2.0兆焦耳用来驱动激光器。有用的电能输出为每个脉冲14.0兆焦耳，或在重复率为10脉冲/秒时140兆瓦。

聚变过程中消耗氚，因此需要在锂层内再生氚。

仔细地研究表明，合理的再生比为1.4—1.6。起动所需的氚的总量由氚的回收与处理循环决定。假定燃耗为25%，每个燃料靶丸含氚0.2毫克，每天需要的氚小丸为200克。如果循环时间为1小时，那末氚丸总量约为8克，这是一个可忽略的要求，与锂层和处理系统中氚的总量相比可能是少的。

对激光引发的核反应堆来说，主要的问题是激光器与燃料靶丸的经济问题，以及脉冲负载下反应堆的整体结构。第二个问题的数量级现在已能估计出来。在释放出的40兆焦

耳的聚变能中，14 兆电子伏的中子的能量为 32 兆焦耳，等离子体的动能与 X射线的能量为 8 兆焦耳。等离子体动能等于 3 磅烈性炸药爆炸放出的能量。半径为 50 厘米的容器中峰值压力约为 160 个大气压，它不会给结构带来很大问题。较严重的问题是快中子吸收的能量所引起的很高的瞬时压力。在以上所举的例子及反应堆外壁尺寸中，这样的压力正好处于堆材料所能承受的应力限度内。氘-氚靶丸所发射的一般只占聚变能量百分之几的 X 射线会使器壁产生不利的瞬时加热，并使无屏蔽的金属表面消融。这个问题可以通过在暴露的表面采用象碳这样的坚固材料而得到解决。洛斯·阿拉莫斯实验室还提出了另一种解决方法，即采用湿的锂薄膜，这种薄膜在软 X 射线脉冲下蒸发，保护下面的结构材料。

另一个有待研究的问题是中子辐射对反应堆结构材料的破坏，它对象快中子增殖反应堆那样的裂变反应堆也有影响。虽然它有可能是影响聚变与裂变反应堆寿命的最严重的问题，但是对于这个问题的数量级还不完全了解。

小　结

激光引发的聚变反应虽然需要采用一种特殊的脉冲能源，但也与其本身的流体动力学及核物理特性有关，其中有一些已是大家很熟悉的。在最佳条件下，利用现有的技术是可以实现能量得失相当的。聚变过程获得实际应用所需的能量倍增看来是比较困难的，但在激光器技术发展的短期计划中，也不是不能实现的。

激光引发聚变反应的现实性似乎更多地取决于靶丸与激光器的经济问题，而不是反应堆技术本身的问题。目前，这些问题正在研究之中，由于基本过程已由实验证实，这项研究无疑会大大加强。

[汤彝君、幻水译自　K. A. Brueckner, 1972, Apr. 21, KMS Fusion Inc. KMSF-Np5]

激光引发球形氘氚靶聚爆达到热核燃烧条件

克拉克（J. S. Clarke）等

计算预言，仔细整形的激光脉冲，可以使氘氚小球和球壳聚爆到极高密度而引起热核燃烧。我们把聚爆的特性作为脉冲时间宽度、增长规律和初始强度的函数来表征。列出了关于质量范围、输入能量阈值和产能比 $Y_R = E_{输出}/E_{输入}$ 的唯象法则。我们发现对 3 微克球壳仅输入 1.9 千焦耳二氧化碳激光能，就有 $Y_R = 4.7$。还对球壳靶与球体靶的性能进行了比较。

输出达 8千焦耳的短脉冲二氧化碳和钕玻璃激光器不久即可供使用[1]。为此，我们讨论小的氘氚靶暴露在由这样的激光器输出的适当整形的脉冲辐照而引发热核燃烧的可能性。

理论考虑 在 8 千电子伏时，如果 α 粒子反应产物被等离子体重新捕获[2]，则热核能量产生率将超过氘氚在平衡时的韧致辐射率。这一温度表示 600 焦耳/微克。因此可以想象，上述的激光器足以点燃一个 0.75 微克大小的氘氚燃料球。在固体密度 $n = 5\times10^{22}$ 厘米$^{-3}$ 时，此球的半径 $R = 1.13\times10^{-2}$ 厘米。8 千电子伏离子的平均热速度为 $v_{th} = 5.6\times10^7$ 厘米/秒。这样，球将由于膨胀以时间标度 $\tau_e \simeq R/v_{th} = 1.7\times10^{-10}$ 秒而坍塌。产能反应的特征时间 $\tau_r = 1/n\langle\sigma v\rangle = 2.9\times10^{-7}$ 秒，其中平均截面项 $\langle\sigma v\rangle$ 在 $T < 65$ 千电子伏时随温度单调增加[3]。因此 $\tau_e/\tau_r \ll 1$，且在外围固体中的任何热核燃烧在完成之前早已被淬灭。而且，α 粒子的平均自由程[4] $\lambda\alpha = 0.032T^{3/2}$(千电子伏) = 1 厘米，已远远超出了靶球的尺寸。然而，在压缩下，因为 $\tau_e/\tau_r \sim \lambda\alpha/R \sim n^{-2/3}$，这些条件可以被显著地改善。例如，使密度极高地增加 10^4 倍，则 $\lambda\alpha/R = 0.7$ 和 $\tau_e/\tau_r = 0.27$。球中心的 α 粒子重新积累其能量，大约 27% 的氘氚燃料被消耗。完全燃烧时产能 326千焦耳/微克，这样在球中应产能约 60 千焦耳。

利用强压缩并不是一个新的概念。1943 年，在洛斯·阿拉莫斯有关裂变武器的早期工作中，斯·耐德麦耶（S. Neddermeyer）[5] 就探索了利用爆炸烈性炸药引发的球形聚爆把裂变材料的球体压缩到高密度来改善中子的利用率和提高裂变能量释放速率的可能性。该技术的确达到了高度压缩，并因之被广泛地研究和采用。正因为这个原因，用激光能量压缩一个氘氚小球来改善 α 粒子能量的沉积和增加热核能量的释放率这一概念的产生对于洛斯·阿拉莫斯和利弗莫尔的工作者来说是很自然的事。在过去十几年中成熟起来的这个设想加上激光技术的发展，以及有关激光与物质相互作用的实验和理论的研究，使得在利用聚变过程产生电能的概念中，已把它看作为平行于磁约束的一条途径而加以认真考虑。首先在公开文献中讨论这些设想的是纳科尔斯等人的文章[6]。本文介绍洛斯·阿拉莫斯有关激光引发氘氚球体和球壳的消融聚爆工作。

图 1 表示球壳的聚爆过程。激光通过逆韧致辐射和反常机制对球壳外表面电子加热[7-10]。这种加热作为一个热波向里进行，与烧蚀离子向外运动的膨胀相竞争[11]。离子通过电子-离子碰撞热化。球壳内部约有10%（其核心）被电子和离子压强梯度和消融离子的反作用力压缩并加速[12]。

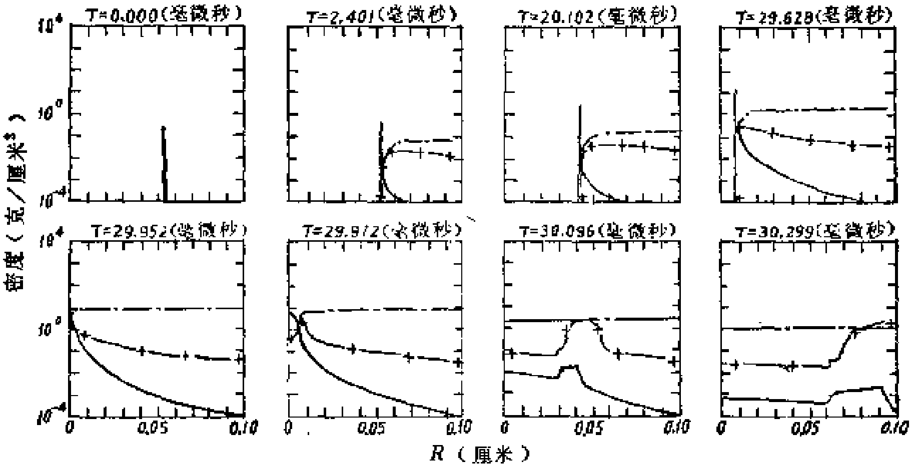


图 1　在 5.3 千焦耳 CO_2 激光能量作用下，一个 7.5 微克氘氚球壳的密度和温度随时间变化的情况

图中："十"线表示离子温度，点划线表示电子温度，单位为千电子伏。

最佳整形的激光脉冲可显著地改善聚爆的质量。当氘氚核心保持冷的时候，压缩最容易。最初低的激光强度产生的第一个冲击波在球体中会引起一定的加热，然而激光强度的剖面可以被整形以尽量保持对靶核的相继压缩是绝热的。当上升的激光强度继续产生的弱的追赶冲击波恰在到达球心之前先聚结成一个强冲击波时，上述过程就实现了。然后，这种冲击波在球心坍塌，仅在这时产生点火所要求的高温。

在球体或球壳的绝热压缩中，球心温度遵从 $T \sim n^{\gamma-1} \sim R^{-3\gamma+3}$，其中$\gamma$是比热的有效比值。冲击波追随过程使球心压缩部分的平均速度维持在 $v \sim T^{1/2} \sim R^{(-3\gamma+3)/2}$ 上。因为 $v \equiv -\dfrac{dR}{dt}$，而在时间为 τ 时，$R \to 0$，所以我们可以解得速度 $v = \left(1-\dfrac{t}{\tau}\right)^{-q}$，其中 $q = (3\gamma-3)/(3\gamma-1)$。最后，因为对球心做功的总功率为 $\dot{W} = 4\pi R^2 P v$，其中 $P \sim nv^2$，同时由于我们希望它正比于激光器能量输入率$\dot{E}(t)$，于是推断最佳激光强度的时间波形为

$$\dot{E}(t) = \begin{cases} \dot{E}_0(1-t/\tau)^{-p}, & E \leqslant E_{输入}, \\ 0, & E > E_{输入}. \end{cases} \tag{1}$$

式中 $p = (9\gamma-7)/(3\gamma-1)$，（对 $\gamma = 5/3$，$p = 2$），$\dot{E}_0$ 为某适当的初始输入功率，$E_{输入}$为所选择的总激光输入能量。

数值结果　我们用计算机模拟对氘氚球体和球壳的聚爆进行了广泛的研究。计算引用了一维的拉格朗日流体动力学的三温度（电子、离子和普朗克辐射）编码，它包括场（库仑场和韧致辐射场）之间的能量交换、辐射扩散、经典离子和电子电导以及与时间有关的非定域的 α 粒子能量沉积，同时在状态方程中包含了费米简并效应。所给出的结果是二氧化碳激光通过逆韧致辐射被吸收，一直到临界密度$n_{临}$时为止，而剩余部分在$n_{临}$通过假定的反常机

制沉积。

图 1 描述了一个初始内半径 $R=5.4\times10^{-2}$ 厘米和厚度 $\Delta R=R/56$ 的 7.5 微克氘氚球壳的聚爆。激光输入能量是 5.3 千焦耳，脉冲参数是 $\tau=30$ 毫微秒，$p=1.875$，$\dot{E}_0=5.7\times10^8$ 瓦。峰值功率为 3.85×10^{13} 瓦。在能量完全吸收和经典电导的假定下，这使得在临界密度处的电子温度提高到 10 千电子伏的极大值。一个最佳的高度压缩可将球壳内部0.75微克核心的密度提高到固体密度的 10^4 倍。其中核心的峰值密度可达 6×10^3 克/厘米^3。在完全压缩下，核心的平均离子温度为 8 千电子伏，虽然在冲击波刚坍塌后记录到靶心的温度有 30 千电子伏。燃烧产能 58 千焦耳，符合理论推断。然后，可看到爆炸波以与离子高温区相同的密度展开。而电子则由于其较高的导电性迅速平滑了它们的温度剖面。

图 2 收集了几次计算的数据，我们发现(1)中p和τ在 $1.5<p<2.5$和 $0.5\tau_0<\tau<3\tau_0$范围内，聚爆的程度对P 和τ 的选择相当不敏感，其中 τ_0 是以 $\dot{E}(t)=\dot{E}_0$ 发出的第一个冲击冲到球中心的渡越时间。然而，产能比$Y_R=E_{输出}/E_{输入}$却对 $\dot{E}_0$ 相当敏感，正如图 2(a) 对不同质量球壳给出的结果所表明的那样。显然，正确地选择$\dot{E}_0$ 对较小质量来说更为重要，对于给定的质量 m，需要一定的阈能 E_0^* 才会有好的效果；输入比这更多的能量是浪费。一般来说，$E^*_{输入}/m=0.7$ 千焦耳/微克似乎是合适的。这个结果对 60 微克的球体已在图 2(b)中示出，发现对球体和球壳，最佳的初始强度$\dot{E}_0^*$ 分别遵从 $\dot{E}_0^*\sim m^{1.50}$ 和 $\dot{E}_0^*\sim m^{1.38}$ 的严格的质量规律(3 个数量级以上)，正如从图 2(c)所推算的那样。对固定的质量、内半径和所选的 p 值，与时间的关系遵从 $\dot{E}_0^*\sim\tau^{-p}$。因此求(1)式的积分，便可推断对固定的 $E^*_{输入}$ 最佳脉冲与时间标度无关，而在一固定的功率值 $\dot{E}^*(t=t_{输入})$上终止。

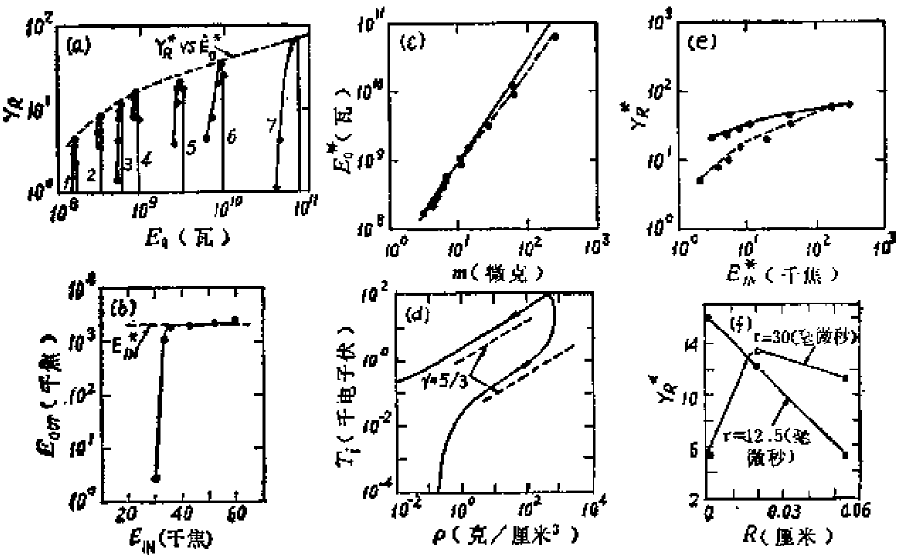


图 2　氘氚球壳和球体的性能特征

图 (a) 是在强度轮廓具有 (1) 式形式，且其中 $\tau=30$毫微秒、$P=1.875$ 的条件下，对于初始内半径 $R=5.4\times10^{-2}$厘米的 7 种质量球壳，Y_R 随 $\dot{E}_0$ 的变化；①3—— 微克，2.2 千焦耳；②——5 微克，3.5 千焦耳；③——7.5 微克，5.3 千焦耳；④——10.8微克，7.5 千焦耳；⑤——26 微克，18.2 千焦耳；⑥——60 微克，43千焦耳；⑦——250 微克，178 千焦耳。图(b)是输入能量阈值 $E^*_{输入}$的确定。图 (c) 是最佳 $\dot{E}_0$ 随质量的变化，实线对球体($\tau=20$ 毫微秒，$P=2$)；虚线对图(a)的球壳图(d)6 是微克核心的轨迹，对于 60 微克球体在它聚爆、热核燃烧和膨胀期间 T_i 随 ρ 的变化。图 (e) 最佳产能比随输入能量的变化：虚线对球壳[(a)中的球壳]；实线对球体。图(f)是对于$\tau=30$ 和 12.5 毫微秒的最佳轮廓[(1)式形式] Y_R^* 随7.5微克球壳内半径的变化。

图 2(d)示出在情况(1)下，一个 60 微克球形小丸的 6 微克核心的平均温度随质量密度的变化。这里$\tau=20$毫微秒，$p=2$，$\dot{E}_0^*=1.3\times10^{10}$瓦。氘氚经第一个冲击波加热到 10^{-2} 千电子伏，然后沿着 $\gamma=5/3$ 绝热线上升到 2 千电子伏，于是在球心膨胀坍塌之前，最后一个冲击波坍塌和燃烧把 T_i 升高到 95千电子伏。显然膨胀经历一个相似的绝热过程降到 $\rho=0.1$ 克/厘米^3。

采用 $\dot{E}_0^*$ 脉冲的最佳产能比(使用 $\dot{E}_0^*$ 的脉冲) 随 $E_{输入}^*$ 的变化在图 2(e) 中给出。这里对球体计算使用了局部的 α沉积，这样人为地改善了小质量 m 的性能。对于具有非定域的、与时间有关的 α 沉积的球壳，遵从这样的规则：$Y_R^*\sim(E_{输入}^*)^{0.45}$，其中 $E_{输入}^*\geqslant8$ 千焦耳；和 $Y_R^*\sim(E_{输入}^*)^{0.90}$，其中 $E_{输入}^*\leqslant8$ 千焦耳。对 3 微克球壳只要输入 1.9 千焦耳，就算得$Y_R^*=4.7$。这意味着只要 350 焦耳输入能就达到得失相当。对于非定域沉积和 R、$\dot{E}_0^*$以外的参量保持不变的情形，我们的研究表明，在强度剖面 (1) 下，球壳相对球体的性能要差一些，如图 2 (f) 所示。

因此，在所述物理模型的限制内，计算结果暗示了用惯性约束的受控热核燃烧的现实可能性。已给出范围很广的可能采用的靶设计的定标定律。然而仍有许多数值问题，如这些设计的三维不稳定性、反常吸收的细节[13]、超热电子的产生和沉积[14]以及自发产生的磁场效应等[15]。

参 考 文 献

[1] K. Boyer, Bull. Amer. Phys. Soc., 17, 1019 (1972).
[2] S. Glasstone and R. H. Lovberg, Controlled Thermonuclear Reactions (Van Nostranol, Princeton, N. J., 1960), p. 33.
[3] J. L. Tuck, Nucl. Fusion, 1, 202 (1961).
[4] M. S. Chu, Phys. Fluids, 15, 413 (1972).
[5] As described in D. Hawkins, LASL Report No. LAMS-2532, 1961 (unpublished), Vol. 1, p. 23.
[6] J. Nuckolls et al., Nature (London), 239, 139 (1972).
[7] J. P. Silin, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 48, 1679 (1965).
[8] P. K. Kaw et al., Phys. Fluids, 12, 2586 (1969).
[9] J. P. Freidberg et al., Phys. Rev., A4, 1549 (1971).
[10] J. P. Freidberg et al., Phys. Rev. Lett., 28, 795 (1972).
[11] J. L. Bobin, Phys. Fluids, 14, 2341 (1971).
[12] R. S. Cooper, LASL Repovt, No. LA-DC-72-104, 1972 (unpublished).
[13] D. W. Forslund et al., Bull. Amer. Phys. Soc., 17, 1044 (1972).
[14] R. L. Morse and C. W. Nielson, "Occurrence of High-Energy Electrons and Surface Expansion in Radiantly Heated Target Plasmas" (to bepublished).
[15] J. A. Stamper et al., Phys. Rev. Lett., 26, 17 (1971).

[朱莳通译自《Physical Review Letters》Vol.30, №3, 89—92 (1973), 田守云校]

压缩的氘氚微球的热核燃烧特性

弗雷利（G. S. Fraley）等

本文描述了高密度氘氚微球热核燃烧的唯象理论，给出了在很宽范围的初始条件下表征燃烧特性的数值结果。还讨论了DT燃料的燃烧率、级联加热、耗损、膨胀解体及在微球中经中心热斑的传播燃烧引起的热核点火。给出了由3T拉格朗日模拟编码所计算的广泛的数值结果。给出了密度$\rho=1—4\times10^4$克/厘米^3，温度$T_e=T_i=1.8—100$千电子伏，质量为10、1和0.1微克的均匀微球的产额Y_0。并指出，对于有固定质量m的微球，$Y_0\sim\rho R$，$\rho R\lesssim0.3$（R为微球半径）或$Y_0\sim\rho^{2/3}$。为了量度均匀微球中的燃烧效率，给出了增益因子$G_0=Y_0/mI_0$（I_0为内能）。由于调节中心热斑内能的比例可使增益因子增大4倍以上。概述了电子简并对增益因子的限制效应。作为标志来看，好的吸收的证据应该是在实验中能观察到每输入1千焦耳激光能就有10^{13}个中子输出，而要超过得失相当，其产额应为10^{15}个中子/千焦耳。

I. 引　言

计算机模拟指出[1]，激光消融聚爆方案可足以使小的DT实心球及DT球壳的内部区域压缩至很高的密度和温度。这样，在这些靶由于膨胀而解体之前可产生净的热核能。因此希望详细了解高密度DT微球的热核燃烧特性。通过对热核燃烧唯象理论的广泛了解，可以制定聚爆方案必须建立的条件，以使DT燃料能有效地燃烧，并可确定所允许的与这些条件偏离的程度。由于有这种作用，所以在本文中，我们给出了广泛的计算机模拟研究——在很宽的质量、初始密度和温度范围研究了微球的燃烧和解体。我们特别着重于局域级联加热效应及由中心热斑开始的传播燃烧。

对于激光辐照靶解体的相似解和数值处理，在文献中已经使用一段时间了。然而这些文献中没有考虑热核燃烧。近来，约翰逊（Johnson）和霍尔（Hall）计算了由膨胀的固体密度靶丸所获得的产额。假如在燃烧期间可以忽略级联加热和燃料耗损，那末可以应用他们的相似法处理。

我们的高密度研究的计算是采用文献［1］给出的一维拉格朗日流体力学编码来完成的。这些编码对于离子、电子及辐射温度给予分别考虑（对于辐射，假设是普朗克谱）。对于电子和离子采用经典热导，在电子和离子温度场间采用经典耦合速率。在电子与辐射场间计及了康普顿和逆康普顿散射以及轫致和逆轫致辐射。计算了由DT及相竞争的DD热核反应所释放的能量，在计算中考虑了与时间有关的、非定域α粒子能量在电子和离子中的沉积。在计算中使用列成表的费米-托马斯-狄拉克态方程。包括了电子费米简并对压力、内能及等克分子DT燃料的不透明度的影响。并进行了下述的辅助运算：用独立

的非平衡态拉格朗日编码考虑了蒙特卡罗辐射在反应产物粒子的输运。这可对我们的结果给出相互核对。我们得到的这两组计算结果符合得很好。

早在1943年，洛斯·阿拉莫斯实验室已认识到，利用高度压缩概念可提高进行热核反应系统中能量的释放速率。当时将此概念应用于激光核聚变尚须等待高功率短脉冲激光器的发展。这种器件现在正在洛斯·阿拉莫斯和利弗莫尔实验室中建造。文献[1]给出了在高度最佳化的激光脉冲作用下由DT靶所得到的预期性能的定量图象。在此我们更仔细地研究了由高压缩得到的相互影响的流体力学和热核化学。在节Ⅱ中我们证明被检查的初始条件的选择。节Ⅲ阐述了有关燃烧物理的概念，并引出球形传播的燃烧波概念。节Ⅳ收集和总括了800次以上数值模拟计算所得出的结果（每次典型的运算需要在CDC 6600CPU计算机上运行30分钟）。最后在节Ⅴ中将我们的结果与文献[1]所预期的结果相联系，并对激光辐照靶可能产生的中子产额的估计给出一个指导准则——这将有助于对早期的实验室实验的成功进行估价。

Ⅱ. 初 始 条 件

文献[1]给出的最佳聚爆结果是我们对初始条件选取的指导。在文献[1]已经提出为了获得好的产额，对于DT靶需要0.7千焦耳/微克的激光输入能，并指出，最后被压缩的靶核质量的典型值为原始靶丸质量的10%。这样，对于3微克的靶丸，要求2千焦耳激光能，其内层约0.3微克燃料达到燃烧条件。因而，我们研究10微克、1微克和0.1微克微球的燃烧，相应的激光输入能量分别为65，6.5和0.65千焦耳。650焦耳的激光输入能与近期期望获得的每毫微秒脉冲10千焦耳的激光装置一致。

在文献[1]中，对于3微克靶丸的聚爆计算指出，靶核密度可达10^4克/厘米^{3}以上。因此本文模拟到4×10^4克/厘米^3。在固体密度的DT中，当电子和离子温度高于4千电子伏时（倘若α粒子反应产物被等离子体回收），由热核反应获得的能量增益将超过轫致辐射损失，因此我们的计算是在3千电子伏以上的温度下做出。当$\rho R>1$（例如，在1微克微球中$\rho>3000$克/厘米^3）时，已发现逆轫致辐射使点火要求降低，因此有一些计算将温度降至1.8千电子伏。在最佳聚爆图象中，靶心的高温首先由流体力学状态完成，这是由于相互追赶的恰好在中心附近会合的激波坍塌的结果。这个过程典型地可产生10到15千电子伏的中心温度，接着它使热核燃烧点火。因此，在我们绝大多数计算中所选取的最高初始温度是20千电子伏。虽然有些计算所选取的温度高达100千电子伏，但这是为了观察DT反应截面$\langle\sigma v\rangle$在$T_i=65$千电子伏以上会下降这一结果的。一般说来，我们从电子和离子温度相等，即$T_e=T_i\equiv T$出发，初始辐射温度T_r为1千电子伏。为了简单起见，我们对传播燃烧的研究局限在1千电子伏的环境背景中，由10千电子伏热斑点火的燃烧。

Ⅲ. 唯 象 理 论

A. 燃 烧 率

DT燃烧可用反应时间$\tau_r=1/(n\langle\sigma v\rangle)$来表征。燃料的耗损可用燃烧率方程[11]

$$\frac{df_r}{dt} = (1-f_r)^2\frac{1}{2\tau_r} \tag{1}$$

来描述。式中 $f_r \equiv (n_\alpha + n_n)/(n_D + n_T + n_\alpha + n_n)$，或等价的，$f_r \equiv Y/(326m)$，$Y$ 是以千焦耳为单位的产额，m 是靶丸质量，以微克为单位。方程（1）描述核反应 $D+T \to n+\alpha$ 的进程，其中中子有 14 兆电子伏能量，α 粒子有 3.5 兆电子伏能量。视 τ_r 为常数，方程（1）有解

$$f_r = \frac{t/2\tau_r}{1+t/2\tau_r} \sim \begin{cases} t/2\tau_r, & t \ll \tau_r, \quad (2a) \\ 1-2\tau_r/t, & t \gg 2\tau_r \quad (2b) \end{cases}$$

当 $t \gg 2\tau_r$，即在长的时间下，燃料严重耗损，大部分燃料燃烧为 α 粒子和中子。由（2b）式，我们看到，燃烧掉的渐近速率为 $(\tau_r/t)^2$。

当 α 粒子反应能重新沉积使靶丸燃烧区的温度升高时，出现级联加热。在我们的模拟中，DT 聚变反应所产生的 α 粒子的能量由库仑碰撞（见文献［12］）沿其路径长度沉积。其射程能量关系式近似为

$$\frac{dU}{dx} = -23.2\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)\frac{U^{1/2}}{T_e^{3/2}}\left\{1+0.17\ln\left[T_e\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/2}\right]\right\}$$
$$-0.047\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)\frac{1}{U}\left\{1+0.075\ln\left[T_e^{1/2}\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/2}U^{1/2}\right]\right\}, \tag{3a}$$

式中 T_e 是电子温度，以千电子伏为单位，$U \equiv E_\alpha/3.5$ 兆电子伏（$E\alpha$ 为 α 粒子能量），ρ_0 是固体 DT 密度，为 0.213 克/厘米^3。式中第一项表示 α 粒子能量沉积到电子中；第二项表示能量沉积到 DT 离子中。由(3a)式可以看出，当 $U=1$ 时，T_e 为几万电子伏，此时电子项占主要地位。然而，随着 U 沿其轨道减小，最后离子项变为主要项。事实上，对于这些较低的 T_e 值，严格的积分表明，能量沉积速率沿其轨道逐渐降低，在接近终端处突然很陡地升高。在不同条件下 α 粒子射程的有用估计可由（3a）式积分得到，在积分中首先忽略离子项只包含电子项，然后只包括离子项。这样所得到的 α 粒子射程的结果（以厘米为单位）为

$$\lambda_{\alpha e} = AT_e^{3/2}\rho,$$
$$A = 0.086\rho_0\left\{1+0.17\ln\left[T_e\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/2}\right]\right\}^{-1}; \tag{3b}$$

$$\lambda_{\alpha i} = B/\rho,$$
$$B = 10.65\rho_0\left\{1+0.075\ln\left[T_e^{1/2}\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/2}\right]\right\}^{-1}. \tag{3c}$$

系数 A 和 B 是 ρ 和 T_e 的相当缓慢变化的函数。α 粒子严格的射程既小于（3b）式又小于（3c）式，在小的 T_e 下，近似为（3b）式，在大的 T_e 下，近似为（3c）式。在所有这些估算中，我们假设 α 粒子的速度小于电子热运动速度，这要求 $T_e > 1$ 千电子伏。另外，在（3c）式中，令 U 等于 1。我们应注意到，当离子项是强的时候，α 粒子还有明显的散射，因而由（3a）式所计算的射程仅仅是 α 粒子由其轨道的原点到终点间距的上限。

等价于（3a）式的表达式已被数值积分，其结果在图 1 中给出。在这个积分中，将沉积到氘和氚上的能量项分开，并将 $\ln(U^{1/2})$ 项近似为 $[\ln(1)+\ln(T_e^{1/2})]/2 = 0.5\ln(T_e^{1/2})$。

当 U 下降至 T_e 时，剩余的 α 粒子能量交给离子。我们发现当 $\rho=0.213$ 克/厘米³ 时，与计算的射程很好符合的结果是

$$\rho\lambda_\alpha=\frac{1.5\times10^{-2}T_e^{5/4}}{1+8.2\times10^{-3}T_e^{5/4}}(\text{克/厘米}^2)\ . \tag{3d}$$

(T_e 由 1 变到 100 千电子伏时，其精确度为～2%）。在 10 千电子伏以上，随着 ρ 由固体密度增加到 10^4 克/厘米³，由于库仑对数项，使射程增加约 $\delta(\rho)=1-3$ 倍。这样，与微球半径 R 之比为

$$\frac{\lambda_\alpha}{R}=\frac{1.9\delta(\rho)}{(1+122/T_e^{5/4})}\Big/\rho R. \tag{3e}$$

随着 T_e 升高，被离子吸收的能量在 α 粒子总能量中所占的比份 f_i 中增高。在固体密度下，离子和电子吸收相等比份的温度为 $T_e=32$ 千电子伏。因此，有简单的规则

$$f_i=\frac{1}{1+32/T_e}. \tag{4}$$

此式与图 1 (b) 相一致，对于 $T_e>6$ 千电子伏时，与积分结果差 2%。随着 ρ 的增加，对数项使等比份温度减小以致在 $\rho=10^4$ 克/厘米³ 时，仅在 $T_e\approx24$ 千电子伏时就有 $f_i=0.5$。

在我们的平衡态编码模拟中，非定域的与时间相关的 α 粒子能量输运是用 (3a) 式算出，采用 S_n[13]处理，（文献 [14]）利用 6（和 12）个能量群，在大多数情况下用 $n=2$（在少数情况下，为了检验其精度，用 $n=4$）。在非平衡态编码中（用于相互核对），用蒙特卡罗方案实现此种输运，并考虑了 (3a) 式中由于库仑阻尼引起的能量损失。

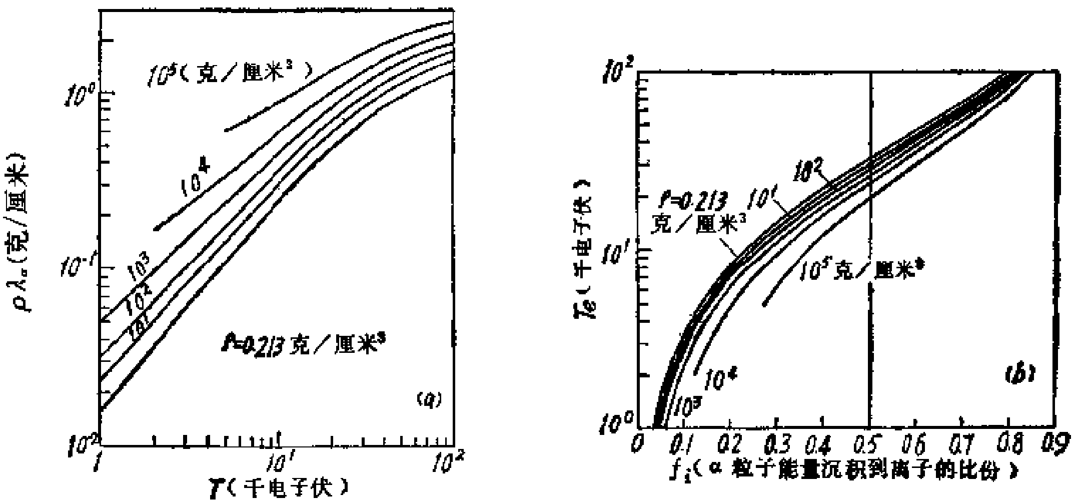


图 1

(a) α粒子射程 λ_α 与 T_e 关系，(b) α 粒子能量吸收。

在均匀燃烧的球中，中心优先捕获 α 粒子的能量，边缘仅能遇到从内部来的 α 粒子，此中心可以看作是一个各向同性的分布源。在图 2 描述了一个球靶的燃烧情况，此时认为有人为的固定的边界，即采用无限长约束时间。初始时，$T=3$ 千电子伏，$m=1$ 微克，$\rho=3000$ 克/厘米³，因此$\rho R=1.28$。注意到绘于图 3 中的 ρR 随 ρ 的变化关系，并由图1(a)[或

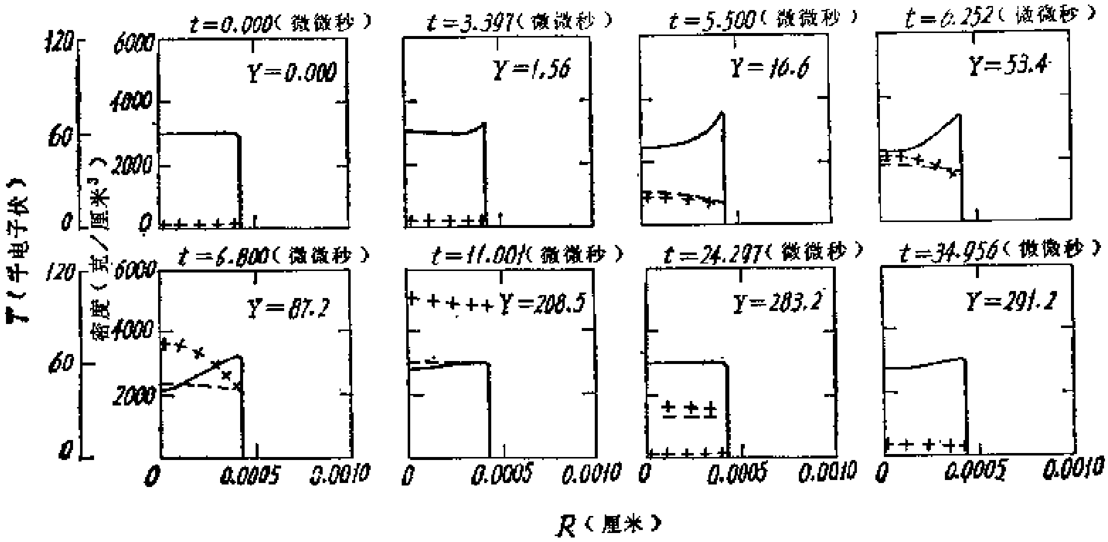


图 2 有固定边界的 1 微克球的燃烧

ρ=3000克/厘米³，T=3 千电子伏，T_i+++，T_e---，出现明显的级联加热。

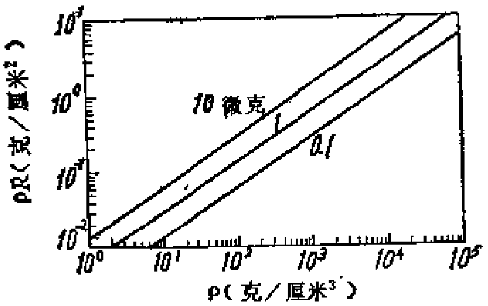


图 3 对于 10，1 和 0.1 微克的球，ρR 与 ρ 的关系

由(3e)式可知 $\lambda_a/R=0.13$，因而可明显看出 α 粒子捕获能量是有效的。光子的相对平均自由程（在平均光子能量下）为

$$\lambda_P/R=\frac{1.3T_e^{7/2}(\text{千电子伏})}{\rho}/\rho R=1.7\times10^{-2}. \quad (5)$$

因而逆轫致辐射阻碍光子从微球中损失，故 T_e 仍保持上升，燃料在 3 千电子伏点火。最初，$t<5$ 微微秒时，更有利于电子加热。但当 $t=6.252$ 微微秒时，在中心处 $T_e>32$ 千电子伏。这时，T_i 可超过 T_e 并上升至 100 千电子伏以上。由于中心优先被加热及压力平衡的要求使得在前10微微秒时间中，微球的中部出现严重的密度凹陷。此后，燃料按照（1）式耗损（对于适当的平均值 τ_r），能量产生的速率显著减小，离子的热能耦合给电子，然后耦合给辐射场。在 35 微微秒以后，燃烧淬灭。因为此时由于辐射引起的净能量损失超过由于燃料耗损增加的能量速率。在理想情况下，1 微克 D-T 燃料有 326 千焦耳的能量，此时仅释放 291 千焦耳。

B. 解 体

在自由边界情形下，表明解体的第一个膨胀波需要 R/C_s 时间到达靶球中心，其中 C_s

$=[(\gamma_i p_i+\gamma_e p_e)/\rho]^{1/2}$为声速。一般来说，$\gamma_i=\gamma_e=\frac{5}{3}$，但在某些情况下，由于电子有高的热导率，使电子处于等温状态，即等效地认为$\gamma_e=1$。另外，级联加热使得$p_i\gg p_e$，提高离子热导率可产生$\gamma_i\to 1$趋势。因此，在高温下，其极端情况是$C_s\to(p_i/\rho)^{1/2}=(T_i/m_i)^{1/2}=V_{th}$，但最通常的情况是$C_s\to\sqrt{10/3}V_{th}$。

另一方面，随着温度降低，有一个最小压力为

$$p_e=nT_{ef}\left[1+\frac{\pi^2}{15}(T_e/T_{ef})^2+\cdots\right](\text{千电子伏/厘米}^3)。\tag{6}$$

这与电子的费米简并性相一致。如通常那样，$\varepsilon_f=\left(h^2/2m_e\right)\left(\frac{3}{8}n_e\right)^{2/3}$，在此我们定义了一个“等效费米温度”$T_{ef}=\frac{2}{5}\varepsilon_f$，因而$\frac{3}{2}T_{ef}=\frac{3}{5}\varepsilon_f$这是在完全简并的极限下($T_e\to 0$)电子的平均动能。对于D-T有

$$T_{ef}(\text{千电子伏})=5.65\times10^{-3}\rho^{2/3}(\text{克/厘米}^3);\tag{7}$$

在固体密度下，$T_{ef}=2$电子伏。在10^4倍固体密度下，$T_{ef}=0.94$千电子伏。当T_e接近T_{ef}时，简并效应给出更大的压力p_e，引起比经典所预期的更为快的解体。例如，当$\rho=10^4$克/厘米^3，$T_{ef}=3.6$千电子伏时，在$T_e=1$千电子伏情况下，(6)式给出的压力要比通常的压力$p_e=n_eT_e$约大2.9倍。

球的外层一半半径范围，包含球质量的88%，平均来看，当膨胀波扫过时，在给定的ΔR中仅有一半质量在燃烧。这些效应减小有效解体时间至$\tau_e=R/4C_s$。这表明，对于时间$t=R/C_s$，球靶的平均燃烧质量为

$$\langle m(t)\rangle=\frac{\int_0^{t=R/C_s}\frac{4}{3}\pi\rho(R-C_st)^3dt}{R/C_s}=\frac{m(t=0)}{4},$$

并因为$\tau_e m(t=0)\equiv\langle m(t)\rangle R/C_s$*，所以$\tau_e=R/4C_s$。

我们定义f_{r0}和Y_0分别为在初始均匀加热的微球完全解体中所得到的燃烧率和产额。我们可以用(2a)式中的τ_e来预期f_{r0}和Y_0。倘若初始密度和温度足够低，以致可以忽略燃料的耗损和级联加热。这样，当$\tau_e\ll 2\tau_r$时，我们得到

$$f_{r0}=\frac{\tau_e}{2\tau_r}=\left(\frac{\langle\sigma v\rangle}{8C_sm_i}\right)\rho R,\tag{8a}$$

$$Y_0=D\rho R,\quad D=\frac{326m\langle\sigma v\rangle}{8C_sm_i}.\tag{8b}$$

因而，对于一组具有固定质量但有不同初始密度的微球有

$$Y_0=E\rho^{2/3},\quad E=(3m/4\pi)^{1/3}D.\tag{8c}$$

图4给出了当外边界是自由边界时，图1的1微克微球的燃烧过程。此时有最小的级联加热，经3微微秒时间，T由3千电子伏上升到4千电子伏；在6微微秒时，放出大部

* 原文为$\tau_e m(t=0)\equiv\langle m(t)\rangle/C_s$。——译者

分产额（仅有 0.7 千焦耳）。经相同时间，对于无限长约束系统，已被加热至 40 千 电 子伏，T_i 有明显减小，释放 50 千焦耳的能量。图 5 指出，在自由边界系统中，当我们用 20 千电子伏做为初始值时，产额得到增加。由于级联加热，直至 2.1 微微秒时，可以不用长的时间间隔。到 3.3 微微秒时，我们就可有图 2 的能量输出。然而到 3.4 微微秒时，由于膨胀使燃烧中止。应注意到，在图 5 中，在 $t=0.83$ 微微秒时，中心处的 $T_e=40$ 千 电 子伏，T_i 第一次超过 T_e，这与（4)式一致。还应注意，在靶丸低密度外部有平 的 T_e 轮廓，这是由于此处有高的电子热导率所致。

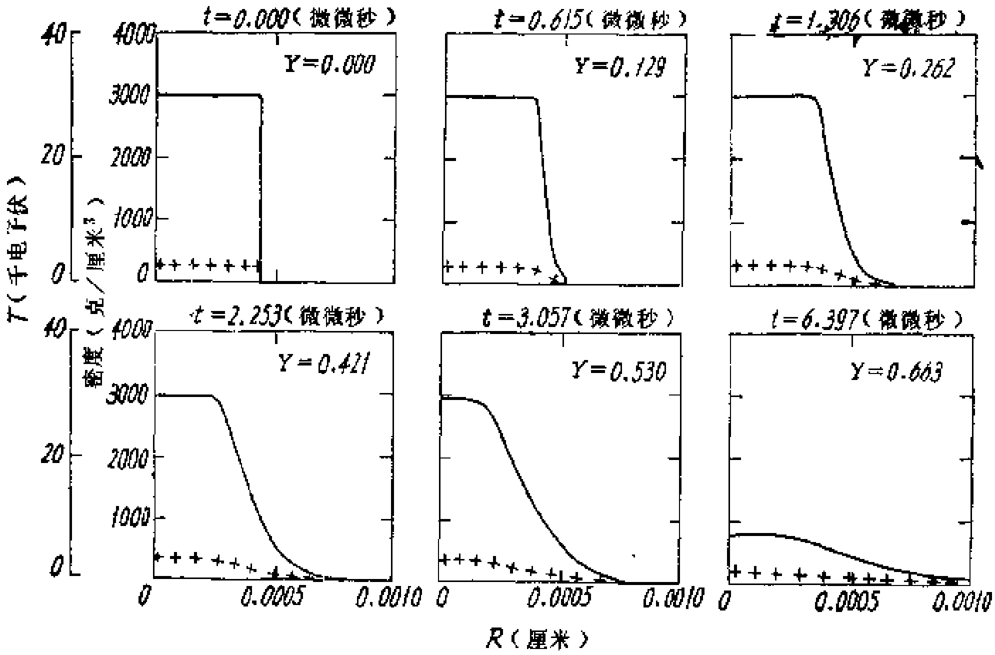


图 4　图2 球在自由边界时的燃烧和解体

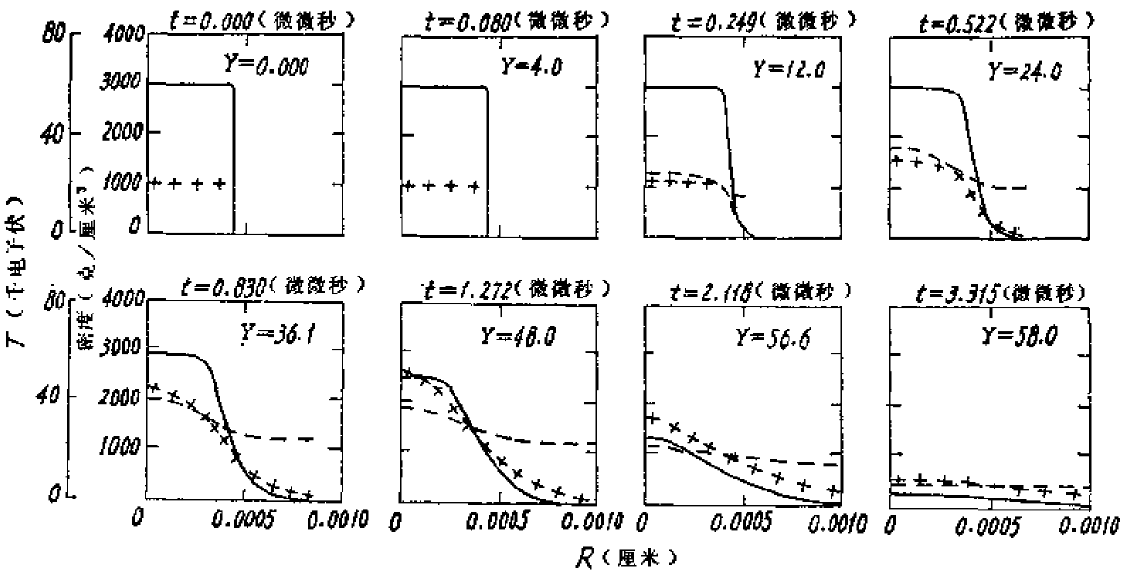


图 5　用 $T_i=T_e=20$ 千电子伏为初始条件时，图 3 球的燃烧和解体

C. 能 量 增 益

在高密度下（$\rho R \gtrsim 1.0$），靶球可借助于逆韧致辐射在3千电子伏点火，正如图2和图4所表明的。但在10—20千电子伏时，由于级联加热时间占优势从而使产额有很大的改善。温度再升高并无益处，因为在20千电子伏到70千电子伏之间产额几乎是常数，在40千电子伏处仅出现弱的峰值，此时($\langle\sigma v\rangle/C_v$)最大。在任意情形下，高的温度要求较大的输入激光能。在非简并密度下，DT有比内能

$$
\begin{aligned}
I &= I_i + I_e \\
&= 5.8\times10^{-2}[T_i(\text{千电子伏})+T_e(\text{千电子伏})](\text{千焦耳/微克}). \qquad (9)
\end{aligned}
$$

实际上，我们希望使增益因子

$$G_F = Y/mI \qquad (10a)$$

最佳。对于均匀加热系统 G_F 变为

$$G_0 = Y_0/mI_0. \qquad (10b)$$

在固定的 ρ 和 m(或 ρR)下，最佳化是选取一个温度，在此温度下，对于输入到微球的比内能可给出最好的比产额。在激光与靶丸相互作用实验中，可以调整微球的质量使 mI_0 与传递给靶心的能量相匹配。在小的 ρR 下，用(8)式，最佳温度 T 在12千电子伏附近（由我们的模拟所证实），这是因为$\langle\sigma v\rangle/C_v$ 在较大的 T 时下降而 I_0 增加，又因为 Y_0 按照$\sim T_i^3$ 规律下降，随着趋于较低的 T，Y_0 的增加胜过 I_0 的减小。另一方面，用大的 ρR（由模拟得 $\rho R \geqslant 1.0$），最佳的 T 下降，即使投入较小的 I_0，由于级联加热仍可把微球的温度升高至较佳的燃烧温度。在极限情况下，随着 ρR 增加，最佳温度 T 趋近点火温度，而由于逆韧致辐射增大，点火温度自身将从固体密度时的值（4千电子伏）下降。

D. 中心点火和传播的燃烧

若 I 这样分配，使得微球的中心范围刚好被加热到点火温度，在这种条件下，球形热核燃烧波将向外传播并使其余燃料点火，用这种方法可以使增益因子得到进一步的明显增加。这种燃烧波传播概念最早的公开讨论见之于文献[16]，它所带来的益处也隐含在文献[1]的结果中，然而，在文献[1]的结果是，随着靶丸质量的增加，这种燃烧波的传播是递增产额的。在固体密度 DT 中，平面燃烧波的传播问题在文献中已有讨论。

图6描绘了在10微克微球中传播的燃烧。球最初是均匀的，有 $\rho=6\times10^3$ 克/厘米^3，因而 $\rho R=4.4$，竖直线表征占其总质量10%的内层区，它是处于20千电子伏温度下，其余的外层质量有1千电子伏温度。首先，在内层区出现电子级联加热，然后传导至外层区。同时，外层区的质量由于受膨胀的内层燃料的作用而稍微被压缩。来自中心的 α 粒子的捕获，离子的热导，及电子与离子间的交换使得外层区40%的离子温度在1.2微微秒时升至20千电子伏。然后外层区燃烧，直至燃料严重耗损。在2到2.4微微秒期间内，它重新聚爆靶心，最后，在5.4微微秒时，由于解体将燃烧淬灭。产额是 1.245×10^3 千焦耳。同样这个球，如果初始是均匀的，处于20千电子伏温度，它燃烧到 $f_r=0.24$ 时，产额为 1.369×10^3 千焦耳。因而，采用中心点火可释放出均匀球产额的91%，但投入的能量仅为均匀球的18%——获得5.2倍的增益因子。

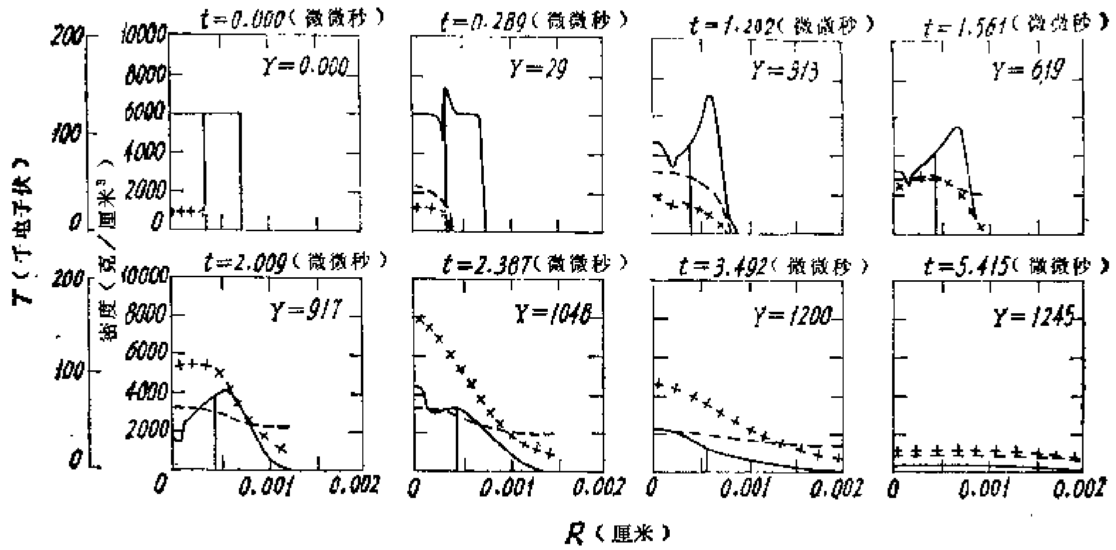


图 6　在10微克球中传播燃烧

有自由的外边界、占球质量10%的内层区温度为 $T=20$ 千电子伏，其余质量温度为 $T=1$ 千电子伏。

由这个例子我们可以得出结论：为了表征中心点火的增益，定义一个倍增因子 M_c 是有益的，其定义为：

$$G_r=G_0M_c,\quad M_c=\frac{Y}{Y_0}\ \frac{I_0}{I}. \tag{11}$$

这样，G_0 是将微球均匀加热至温度 T，内能 I_0 产额为 Y_0 时的增益，而 Y 是同样的微球但有温度为 T 的中心热斑，有较冷的外围，因而意味着有较低的比内能 I 时所得到的产额。在图 6 的例子中，$Y/Y_0=0.91$，$I_0/I=5.7$，$M_c=5.2$。假若不考虑电子简并，来自中心点火的倍增应当稍高些，即 $M_c\sim6.3$。当 $\rho=6\times10^3$克/厘米^{3}时，$T_{ef}=1.87$ 千电子伏。在 1 千电子伏时，图 6 中的冷区是简并的，有比内能

$$I_c=5.8\times10^{-2}\Big\{T_i(\text{千电子伏})+T_{ef}(\text{千电子伏})\Big[1+\frac{\pi^2}{15}\Big(\frac{T_e}{T_{ef}}\Big)^2+\cdots\Big]\Big\}(\text{千焦耳/微克}), \tag{12}$$

（由(6)式得到）即为经典值的 1.7 倍，仅仅稍微减小 M_c，因为大部分能量仍然留在中心 20 千电子伏范围内。

一般来说，对于有这种热斑的球，我们可以写：

$$\frac{I_0}{I}=\frac{mI_0}{m_hI_0+(m-m_h)I_C}=\Big[f_h+(1-f_h)\frac{I_C}{I_0}\Big]^{-1}. \tag{13}$$

式中 $f_h=m_h/m$ 为在热斑范围中靶球质量的比份。为了获得有效的中心点火：(a) 首先，整个靶球必须有足够大的 ρR，以致它若均匀加热，将会捕获全部 α 粒子，因而产生级联加热，导致有好的燃烧率 ($f_{r0}\gtrsim0.2$) 及相应高的 Y_0；(b) 其次，为了获得最佳的 M_c，热斑比份 f_h 必须是小的，但不能太小，因为对于 $Y/Y_0\sim1$，热斑区的半径必须超过 λ_α，这样才能使初始的燃烧得以由级联加热来维持，而燃烧波的传播使邻近的冷区点火。这些条件意味着微球应有高的密度（$\gtrsim10^4$固体密度），因而，简并对 I_C/I_0 有重大影响，例如在

我们的图 6 中，$f_x \sim l_c/l_0 \sim 0.1$。

在最佳聚爆中，中心热斑由最后的激波坍塌而获得，因而可预期有 $M_c>1$。另外，激波的能量主要交给离子，这会使早期的燃烧速率提高，因而能够增大 G_F。最后，因为燃烧是从激波坍塌开始的，所以取这个瞬间做为下面研究的 $t=0$ 时刻。

Ⅳ. 数 值 结 果

A. Y_0

图 7(a)—(d)给出了各种初始 ρ 和 T 的均匀微球产额的计算值。

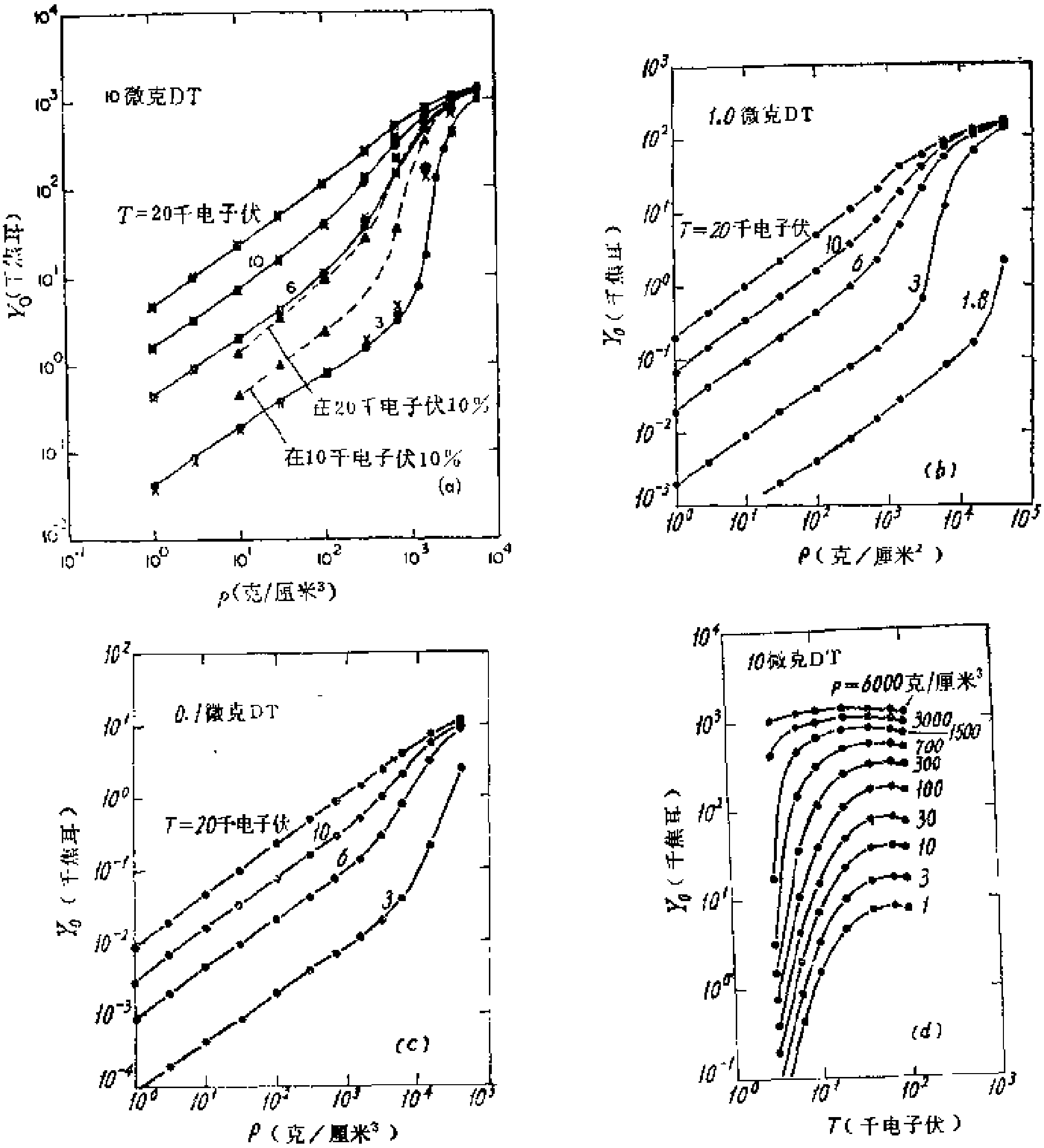


图 7 在(a) 10 微克、(b) 1 微克和(c) 0.1 微克的球中 Y_0 与 ρ 的关系

在(a)中的虚线对应于质量为10%的内层区，处在温度为10和20千电子伏的情况。用"×"表示的数据是用独立的非平衡态编码重新计算而得到。用"+"表示的数据包括了中子能量沉积（T=3千电子伏）。(d)在10微克的球中 Y_0 与温度关系的详细情况。

在低密度下（对于三种质量即 10，1.0 和 0.1 微克的微球，其密度都小于 100 克/厘米^3），$Y_0 \sim \rho^{2/3}$，与（8c）式一致。事实上，由(8)式来估计是很精确的。例如，用10 微克，当 $\rho = 10$ 克/厘米^3，$T = 3$ 千电子伏时，我们得到 $\rho R = 6.2 \times 10^{-2}$克/厘米^2，$\tau_c/\tau_r = 1.15 \times 10^{-4}$〔见图 8，在图中纵座标 τ_c/τ_r 可由（8a）式得到，为$[(\langle \sigma v \rangle /4C_s m_i)\rho R]$〕，因此，由（8）式有 $f_{r0} = 5.8 \times 10^{-5}$，$Y = 326(10) f_r = 1.9 \times 10^{-1}$ 千焦耳，这位于图 7（a）相应的曲线上。随着密度的增加，级联加热终将把计算的产额提高到（8）式所预计的之上；这种情况可以在 10 微克靶丸中，当 $\rho > 700$克/厘米^3 时出现。最后，进一步提高 ρ，由于燃料耗损，产额曲线变平。靶丸质量由 10 微克变到 0.1 微克时，表征燃料耗损开始的密度分别为 10^3，3×10^3 和 10^4，相应的产额分别为 600，60 和 6 千焦耳。

在我们的编码中，预言到对于高密度 DT，可在 3 千电子伏点火，这一结论很可能与使用辐射扩散处理有关，因此，对于 10 微克的结果，我们用独立的非平衡态编码进行一系列计算来验证，这种非平衡态编码常常和蒙特卡罗辐射输运(亦即是蒙特卡罗 α 粒子输运)有关。其计算结果在图 7(a)中用“×”号表示。一般来说，这两组计算结果是一致的。然而，蒙特卡罗计算在 $100 < \rho < 700$ 克/厘米^{3}范围中，没有出现下降到 $Y_0 \sim \rho^{2/3}$ 关系以下的现象，这与用扩散处理所预计的凹陷不同。另外，用记号“×”标记的数据表明在稍微低的 ρ 下就出现级联加热。

图 7(d)更明显的表明，在 10 微克球中 Y_0 与 T 的依赖关系。峰值产额出现在 40 千电子伏附近。但是，随着密度的增加，这个关系变得愈加平坦，以致在$\rho = 3000$克/厘米^{3}时，在 10 到 70 千电子伏范围，Y_0 几乎为常数。

在图 7(a)中，我们还给出了，10 微克的靶丸在仅有 10%的内层处于 10 千电子伏和 20 千电子伏而靶丸外层初始处于1千电子伏时所得到的产额。显然，这些产额与均匀加热的微球有和 ρ 相同的依赖关系（包括在 700 克/厘米^{3}以上有净的级联加热）。在 100 克/厘米^3 时，λ_a 值对于级联加热或有效传播来说都太大了。同样，我们由图 7(a)的资料用（11）和（13）式（在冷区要考虑简并效应），计算出热斑为 10 和 20 千电子伏时，M_C 分别为 0.23 和 0.47。另一方面，在 10^4克/厘米^{3}时，其产额实际上与均匀加热球相同，对于热斑为 10 和 20 千电子伏这两个温度，$M_C \to I_0/I$ 分别为 3.9 和 5.7。我们应当认识到，即使在传播不能进行的密度下，把内能分配给中心热斑也是有益的，因为此时可建立更高的平均燃烧速率，因而能提高产额。例如，用 10 千电子伏热斑，靶球平均温度为 2.5 千电子伏，在 $\rho < 1000$ 克/厘米^{3}时，其产额差不多与 4 千电子伏的靶丸一样，当 $\rho > 1000$ 克/厘米^{3}时，由于传播变得很重要，可使产额进一步增加。

B. $f_r(t)$

图 9 给出了在 1 微克靶丸中，ρ 为 3000克/厘米^{3}时，燃烧率 $f_r(t)$与时间的关系曲线。给出了固定边界和自由外边界两种情况的结果，它们包括图 2，4 和 5 的运算。温度为 3，6 和 20 千电子伏时，相应地反应时间 $\tau_r(T_i)$分别为 710，51 和 3.3 微微秒。

对于固定的边界及 $T = 3$（比较图 2)的情况，一直到 0.5 微微秒，$f_r(t)$呈线性增长，在此之后出现级联加热。在 4 到 6 微微秒期间、级联加热最强($f_r \sim t^{7.5}$)。当$f_r > 0.3$ 时，由于燃料耗损，使燃烧速率减缓。$T = 6$ 千电子伏时的结果与此类似，但强的级联加热出

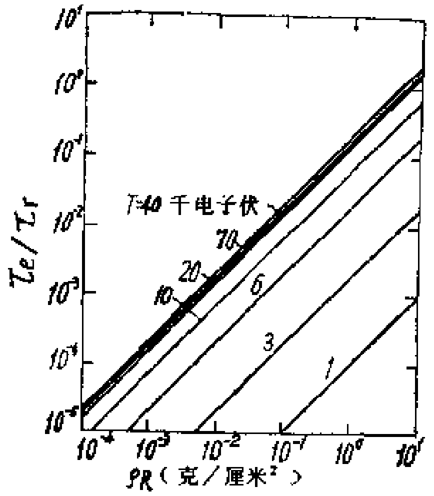


图 8　τ_e/τ_r与 ρR 的关系

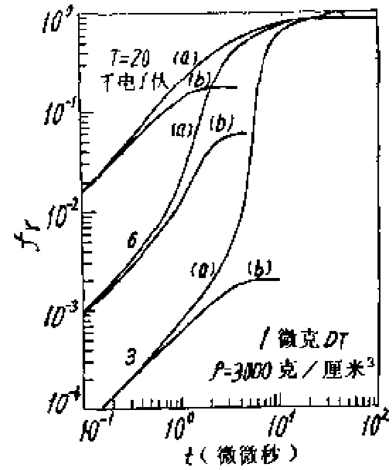


图 9　在 1 微克球中，当温度为3，6 和 20 千电子伏时，燃烧率 $f_r(t)$的时间关系

(a) 有固定的外边界，(b) 有自由的外边界。

现的更早——由 1 到 3 微微秒期间。用 $T=20$ 千电子伏，直至 2 微微秒以前，都有几乎线性的燃烧，接着燃料耗损。

对于自由边界，在这三种情况的每一种中，Y_0 的 90% 都在 $t=R/2C_s$时间[$R/C_s(T_s)=6.9$，4.8 和 2.7 微微秒]内释放。因此，我们可以看到与低密度时的情况不同，有效燃烧时间并不是 $\tau_c=R/4C_s$[(8) 式]，因为在这三种情况下都是级联加热的。在 $T=3$ 千电子伏时，非级联加热的结果是 $f_r=f_{r0}$[将图 7(b)曲线外推]应为 1.1×10^{-3}，而观察到的 f_{r0} 是 2×10^{-3}。$T=6$ 千电子伏的情形是解体的，但仍处于强级联加热状态。事实上，它的有效燃烧时间（基于 $T=6$ 千电子伏）超过 R/C_s。在这三种情形下，因为它们均保持 $\rho_{r0}<0.2$ 时解体，故燃料的耗损是不重要的。

C. f_{r0}同G_0与ρR的关系

当 Y_0 变换为 f_{r0} 时，由图 7(a)—(c)的资料可画出 f_{r0} 对 ρR 的曲线。对于每个所研究的温度，它们变为一条曲线，显然将与质量无关，但对于 $\rho R\gtrsim2.0$ 时例外，因为此时在小的 m 和 T 下，简并效应显著地使 f_{r0} 减小[见图 10(a)]。

由图 8，对于 $\rho R<0.2$ 时，可预料到有这种定标规律，因为此时几乎没有级联加热。但是，对于较大的 ρR，这种规律也是有效的，因为 λ_α/R 也用 ρR定标[(3e)式]。(3e)式指出，例如在 10 千电子伏及 $10^3\leqslant\rho\leqslant10^4$ 克/厘米^3 时，由球中心来的 α 粒子，当 $\rho R\gtrsim0.73$ 时，$\lambda_\alpha<R$。显然，级联加热的程度与在靶丸中回收 α 粒子的比份 f_α 有关。在图 10(b)中，我们画出了在各种运算中计算出的 f_α。由图明显看出，用 ρR 来定标是很好的。但在所有的 ρR 下，质量越大，捕获 α 粒子越有效一些(2—6%)。

这与较高的能量吸收速率[来自于(3b)式中对数项的增大]相一致，因为在固定的 ρR 下，ρ 越小，相应的 R 越大。用不同的质量 $m=\dfrac{4}{3}\pi R^3\rho$，这当然相应于

$$\rho\sim(\rho R)^{3/2}/m^{1/2}\sim\text{常数}\times m^{-1/2}。\tag{14}$$

很显然，要将30%以上的燃料燃烧掉是极为困难的。在 $f_{r0}=0.3$ 以上，燃料耗损开始严重减小有效燃烧速率，这就要求增加更长的惯性约束时间。在20千电子伏及 $\rho R\geqslant 1.28$ 时，由于级联加热，有效燃烧时间为 $\tau_b=R/2.4C_s$（见图6）。在(2)式中，用 $t=\tau_b$，作变换 $\tau_b/\tau_r=1.7(\tau_e/\tau_r)\sim 0.32\rho R$（在20到70千电子伏间取平均——见图8）给出

$$f_{r0}\simeq\frac{\rho R}{6.3+\rho R},\quad \rho R\gtrsim 1,\quad 20<T<70\text{千电子伏}. \tag{15}$$

由此式可预期到，例如，在 $\rho R=4.4$ 时，$f_{r0}\simeq 0.41$，这与图10(a)的结果一致。

然而，我们必须记住，在固体密度的DT中，14兆电子伏的中子有22厘米的平均自由程。因此，类似于(3e)式，对于中子有

$$\lambda_n/R=4.6/\rho R. \tag{16}$$

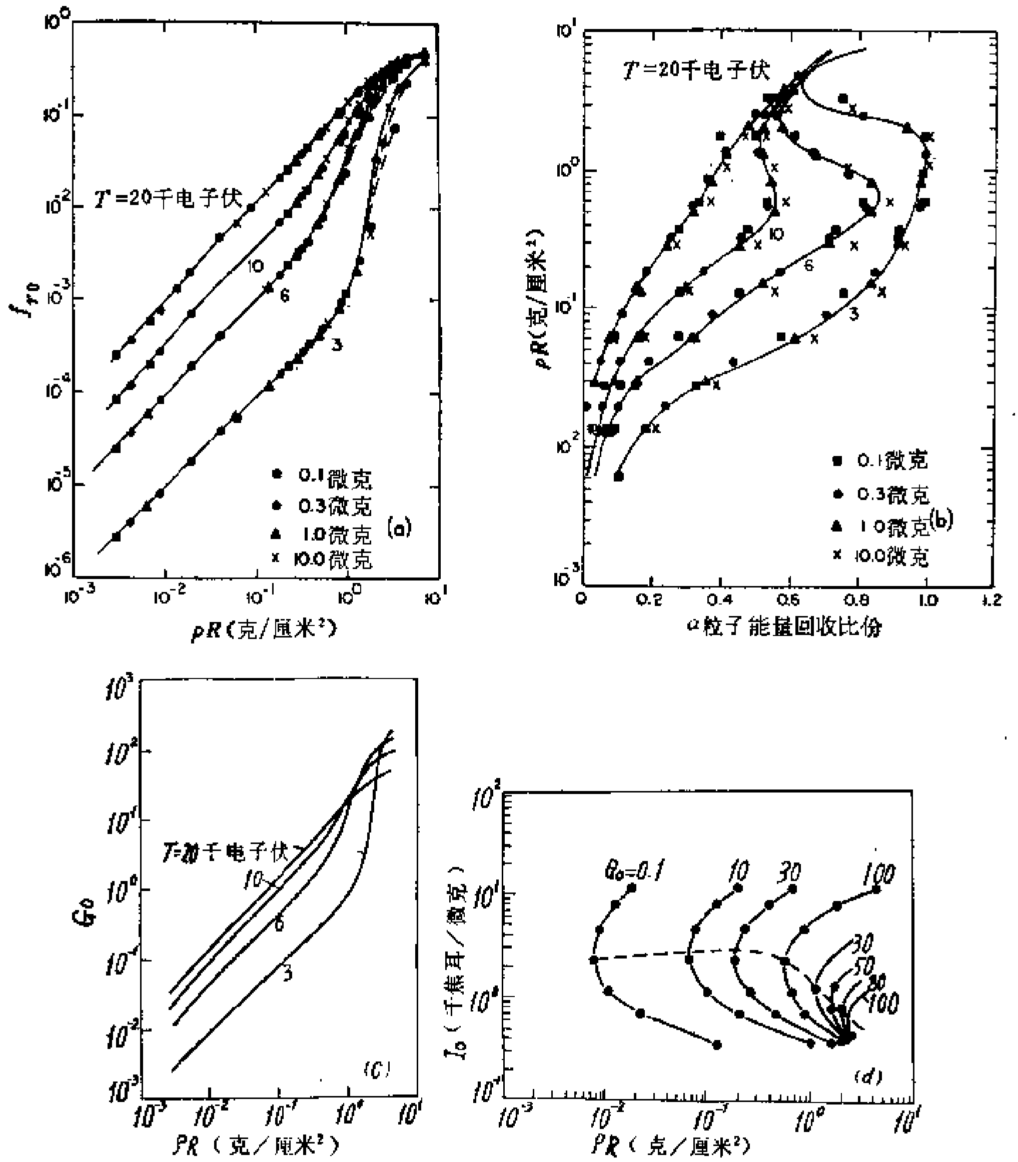


图10 ρR关系曲线

(a) 燃烧率 f_{r0}，(b) α粒子能量回收比份 $f\alpha$，(c) 均匀加热球的增益因子 G_0，(d) 等增益因子线与 I_0 和 ρR 的关系。

因而，对于 $\rho R \lesssim 4.6$ $f_{r0} \lesssim 0.42$ 时，中子能量可被捕获，这使得唯象理论复杂化。中子捕获效应在Ⅳ节中讨论。

增益因子 G_0 也可用 ρR 很好定标。图 10(c) 的曲线是由我们所有计算结果汇合在一起作成的。它适用于 $\rho<6000$ 克/厘米^3。在这个密度之上，简并效应开始严重地将每个 T 曲线分开，这样随着 m 减小，给出较低的增益。我们看到对于 $\rho R>0.1$ 时，在20千电子伏，G_0 超过1。对于 $\rho R\sim 1$，T曲线交叉，级联加热允许我们可从较低的初始温度开始，获得较高的增益因子。图 10(d) 是由图 10(c)导出的，此图给出了有 $\rho<6000$ 克/厘米^{3}的均匀加热微球的等增益因子线。它指出，对于每个ρR，有一个最佳的 I_0 给出最好的G_0，在 $\rho R=2.15$时(10 微克的靶丸其密度为 10^4 倍固体密度)，当$I_0=0.8$ 千焦耳/微克时，有最好的 $G_0(\simeq 80)$，通过I_0 极小值的点连线给出唯象规则：$I_{最小}\sim(\rho R)^{-0.8}$，$G_{(最大}\sim(\rho R)^{1.58}$，$0.56\lesssim\rho\lesssim 2.45$。注意到，若燃料耗损效应占优势，以致使所有燃料都燃烧，那么使它在经典的点火温度[9] $T_i=T_e=4$ 千电子伏时开始燃烧，可给出增益因子理论极大值 $G_0=699$。

D. M_c

为了对中心点火可能有的优点作定量了解，我们对有不同 ρR 和 m 的微球进行了一系列运算，我们让比例为 f_h 的内层质量，开始加热到 10 千电子伏，而其余的质量处于 1千电子伏，(如图 6 那样)，当 $f_h=1$ 时，得到 $Y=Y_0$，$M_c=1$(见(11)式) 及 $G_F=G_0$。在每个运算系列中，f_h 减小直至$M_c\ll 1$。

图 11 (a) 指出，当 $\rho R\gtrsim 2$ 时，比值 Y/Y_0 逐渐缓慢下降，直至 f_h 达到某个阈值。在此阈值之后，Y 极快的下降。画出 10 微克靶丸各曲线平质部分的切线，这些渐近线相交可以确定其降落点为 $\rho R=1.35$，2.15，3.90 时分别有 $f_h=f_{h最小}=0.1, 0.015, 0.002$。因为$f_h=m_h/m=(\rho R_h)^3/(\rho R)^3$，这些结果意味着 $f_{h最小}=(0.5)/(\rho R)^3$，因此得$\rho R_{h最小}=0.8$。用这个 ρR_h 值 (在16 千电子伏并有 $10^3\leqslant\rho\leqslant 10^4$ 克/厘米^3)有 $\lambda_\alpha/R_h\simeq 1$。我们假设级联加热提供平均为 16 千电子伏的背底，可得出结论：λ_α可做为未开始有效传播时热斑的最小半径。显然，在 $\rho R=0.48$ (0.1微克) 球中，传播必然失效，因为在这种情况下，$f_{h最小}=0.5/(0.48)^3\simeq 4.0$，即 $\lambda_\alpha\gg R$。对于 $f_{h最小}\ll f_h\lesssim 1$ 时，Y/Y_0 逐渐下降，这是由于为了使燃烧传播点火要求更多的时间(相对于均匀球情形)。

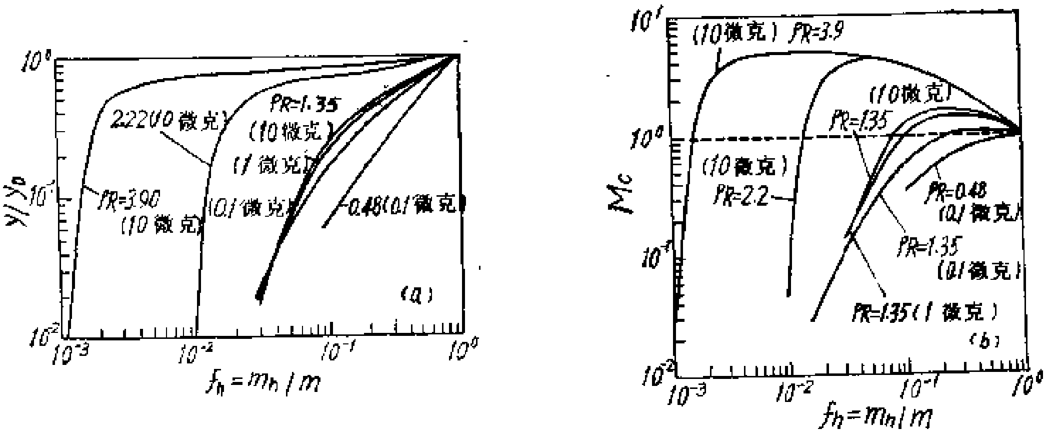


图 11 有中心点火时，与热斑质量比份 f_h 的关系

(a) 定标产额Y/Y_0，(b) 中心点火增益因子M_c。

因为一般来说，对于中心点火有 $Y/Y_0<1$，增益倍增必须从减小所要求的内能来获得。由(13)式知 $f_h\ll1$ 时，最大值 $I_0/I\to I_0/I_c$。例如，在 $\rho=2130$ 克/厘米^3 时，$I_0/I_c=9.5$(由于简并效应，此值不等于 10，参见图 12 有关态方程的数据)。由各个 f_h 计算出的倍增因子 M_c 在图 11(b)中画出。减小 I 及减小 Y 的竞争效应，给出 10 微克靶丸中在 $\rho R=2.2$ 处有一极大值 $M_c^*=4.1$。在 $\rho R=1.35$ 的结果中可明显看出简并效应有不利的影响，它使 m 由 10 微克变到 0.1 微克时，M_c^* 由 1.5 降至 1.05。由图 11(b) 中的 M 峰值，我们确定了唯象规律：$m^*(g)=4.9\times10^{-2}\rho^{-3/2}$，这是所研究的每种密度下最佳靶丸质量。用这个关系，我们得出结论：f_h 最好的选择是：

$$f_h=\frac{3(4.9\times10^{-2})\rho^{-3/2}}{4\pi\rho R^3}=1.2\times10^{-2}\rho^{1/2}/(\rho R)^3. \tag{17}$$

例如，在 10 微克靶丸中，当 $\rho=2130$ 克/厘米^3，$\rho R=2.2$ 时，$f_h^*=0.05\simeq3f_{h最小}$。

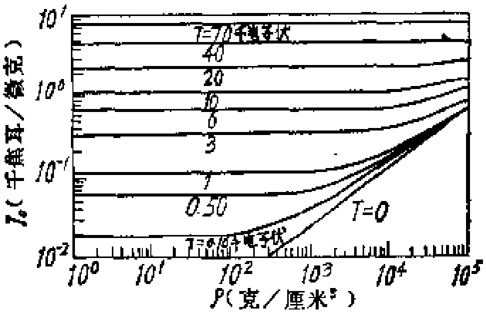


图 12 在等分子 DT 中，当 $T_e=T_i\equiv T$，$T_r=0$ 时，I_0与ρ的关系

注意到当 $T<10$和$\rho\to10^5$ 克/厘米^{3}时，I_0渐近于其简并值。

E．最后考虑

在实验室所进行的激光-靶丸相互作用实验中，产额比 $Y_R=Y/E_L$ 是最重要的，E_L为从激光所吸收的能量。而吸收的能量 E_L 与微球靶心的内能 mI 间的耦合效率 $\varepsilon=mI/E_L$ 也是重要的参数：

$$Y_R\equiv Y/E_L=\frac{\varepsilon Y}{mI}=\varepsilon G_f=\varepsilon G_0M_c. \tag{18}$$

在本文中，我们研究了 G_0 和 M_c 与燃料各种可能的初始状态的关系。不可能导出Y_R 和E_L 间一般的关系式，因为没有激光驱动的流体力学所建立的关于靶心条件的更为精确的信息（如文献［1］的计算中隐含的那样）。

另外，为了把本文的工作与我们对于激光聚爆靶丸的早期结果联系起来，我们给出如下的例子。设 $\varepsilon=0.1$，假如激光将更大靶丸的质量为 10 微克的靶心压缩到 10^4 倍固体密度，那么它的 $\rho R=2.2$，设想最后的激波坍塌使最佳比份的质量处于 10 千电子伏，其余质量处于 1 千电子伏，那么 $f_h^*=0.05$，$M_c^*=4.1$［见图11(b)］。在 10 千电子伏及相应的 ρR 下，均匀球的增益因子 $G_0=62$［图 10(c)］，因而（18）式预期 $Y_R=0.1\times62\times4.1=25.4$。在 10 千电子伏，$I_0=1.22$ 千焦耳/微克下，当 $f_h=f_h^*$ 时，$I_0/I=6.0$，这意味着应有 0.02 千焦耳/微克，故整个 10 微克的靶球需要 2 千焦耳总能量。按照我们选取的 ε 值，这表明 $E_L=20$千焦耳。这样得到的产额比及输入能量与文献［1］一致，即文献［1］的图

2（c）中，对于球壳的最佳结果。产额为 $Y=Y_R\times E_L=508$ 千焦耳，这表示 10 微克的燃料燃烧率为 $f_{r0}=0.16$。在 10 千电子伏下，图10（a）预期 $f_{r0}\simeq 0.22$，对于中心点火情形，还要用修正因子 $Y/Y_0=0.7$［图 11（a）］乘，给出 $f_{r0}=0.16$，最后，为了使图象完整，我们回想到文献[1]推荐 $E_L=0.7$千焦耳/微克，它是基于最佳产额时，全靶球质量 M。此质量为 28.6 微克，因而，事实上靶心的质量大约为全质量的 35%。

对于我们的高密度结果还要做几点附加的评论。（a）首先，我们注意到，由（15）式知，当 $\rho R\lesssim 4.6$ 时，$\lambda_n<R$ 即中子平均自由程落在微球之内。因此，例如 $\rho R=2.2$ 时，会发生有一部分中子被捕获现象，平均来看每相互作用一次，有 4 兆电子伏能量转移给 DT（由于质量不同，由 14 兆电子伏缩小到 4 兆电子伏）。因而，我们进行了一小组包括 S_n 中子输运的运算。例如，这些结果指出，由于中子捕获，使 10 微克微球靶，在 3 千电子伏点火的密度阈值降低，仅在 $\rho=1000$ 克/厘米^{3}时，就给出 100 千焦耳产额［在图7(a)中用×点来表示］。单单有 α 粒子捕获，所计算的密度应为 1500 克/厘米^3。(b) 其次，注意到，在高密度 D 包含简并效应时，对我们的结果有如下的否认。虽然热力学特性已对简并做了修正，例如，在我们对传播燃烧的研究中，对靶丸 1 千电子伏外层区的内能的修正［节 ⅡD］，但我们是用经典输运系数和经典平均自由程来确定能流。把电子简并包含到电子热导及简并电子与 α 粒子的碰撞截面中，可以使中心点火效率作很大修正。

激光引发 DT 燃烧的早期实验大部分都可以包含在未点火的燃烧——$Y_0\sim\rho^{2/3}$ 范围之内。而实际上要获得极高密度的 DT 是一个有特殊意义的挑战。在实验上，中子产额是个很有用的诊断：每千焦耳热核能产额，将产生 3.6×10^{14} 个中子或粗糙来看 1 微克的 DT 燃料完全耗尽可获得 10^{17} 个中子。图 13 给出等中子线图，它主要是由正在解体的球的燃烧率数据图［图 10（a）］导出的。此图画出每微克 DT 燃料所产生的中子与燃料的比内能及它的 ρR 的关系。在固体密度下，1 微克DT燃料的 ρR 是 2.2×10^{-3}。由图 13 我们得出结论：1 千焦耳的能量均匀沉积到 1 微克燃料球中，在固体密度下，有～6×10^{12} 个中子释放出。这里应特别指出的最重要的一点是，虽然，这样量级的中子释放可做为通常的可控热核反应判断的令人信服的根据，但决不能认为是获得大的压缩的证明，只表明输出能量与得失相当差 60 倍。

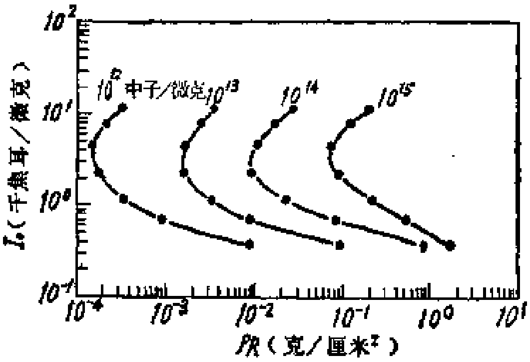


图 13 等中子输出线与 I_0 和 ρR 的关系

我们看到，随着用新的 1—10 千焦耳的激光系统的实验开始，每千焦耳激光输入能获得 10^{13} 个中子产额可作为基本水平标志，意味着有效的吸收，或许有一定程度压缩，补偿激光能量用于材料喷出的损失，随着技术的进展，可以用靠近 10^{15} 中子/千焦耳的产额的程度来衡量向得失相当趋近的程度。

附录 A

在激光相互作用实验中，使用固体 DT 靶有一定的技术困难，主要是在低温方面。至少在早期的研究中，可使用 LiDT 靶来回避这个问题。为了研究这种可能性，我们计算了

LiDT 靶球的热核燃烧特性。图 14（a）—（c）给出了Li^6DT 微球（质量 $m=10$ 微克）的燃烧率 f_{r0}，增益 G_0，增益倍增因子 M_c 的计算结果。

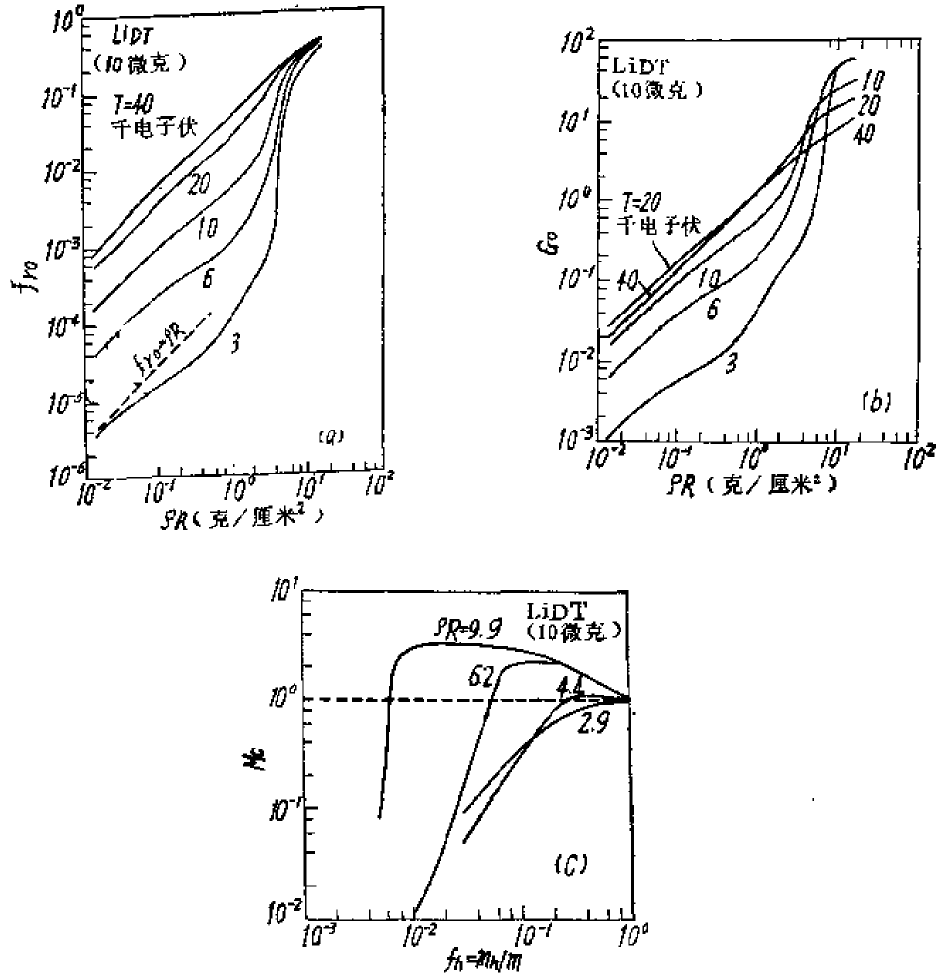


图 14　在 Li^6DT 中，有关物理量与 ρR 的关系曲线

（a）燃烧率 f_{r0}，（b）增益因子 G_0，（c）有不同的热斑质量比份 f_h 和温度为 10 千电子伏的中心点火时的倍增因子。

这种化合物的平均原子序数 $\overline{Z}=2$，$\overline{Z^2}=5$，平均原子质量数 $\overline{A}=4.25$——对于纯 DT 有$\overline{Z}=1$，$\overline{A}=2.5$。在 LiDT 中，D 的比率 $f_D=0.5$——每两个 LiDT 有一个 D；在纯的 DT 中，$f_D=1.0$。这种燃料完全燃烧掉，即 $f_{r0}\to1$ 时的热核产额（由于 D-T 反应）为 95.9 千焦耳/微克。

用得到(8a)式的类似讨论，在不存在显著的韧致辐射损失，级联加热和燃料耗损时，对于 Li^6DT球，我们得到：

$$f_{r0}\,|_{LiDT}=f_c\left(\frac{\overline{A}_{DT}}{\overline{A}_{Li^6DT}}\right)^{1/2}f_{r0}\,|_{DT}=0.383f_{r0}\,|_{DT} \tag{A1}$$

对于 Li^7DT 同位素，其燃烧率要小 ～5%，因为它的 $\overline{A}=4.75$。当 $T=3$ 千电子伏时，ρR 的范围为 $\rho R<3\times10^{-2}$，$T\geqslant6$ 千电子伏时 $\rho R<8\times10^{-2}$ 时，图 14(a)的结果与(A1)式一致。

在每种燃料中，单位质量韧致辐射损失速率有关系 $\partial I/\partial t\,|_b\sim(\overline{Z^2}/\overline{A^2})\,(ZT_e^{1/2})$，而

D-T 反应热核能产生的速率遵从关系$\left.\frac{\partial I}{\partial t}\right|_r \sim (f_0/\overline{A})^2 \langle\overline{\sigma v}\rangle$。在 LiDT 中比韧致辐射速率要比纯 DT 的情形高 3.46 倍；而比能量产生速率要低 11.6 倍。在温度范围为 $T=3$ 到 10 千电子伏间，$\langle\overline{\sigma v}\rangle \sim T^{3.5}$。因而，为了补偿韧致辐射损耗的增加，必须将 T 增高 3.4 倍。因此，在 DT 中若点火温度为 4 千电子伏，那么在 LiDT 中，其点火温度要上升至 13.7 千电子伏。这个数值的得到是假设电子与离子处于平衡态 $T_e=T_i$，忽略了逆韧致辐射，只考虑 3.5 兆电子伏 α 粒子反应产物的再沉积。若包括中子能量沉积，即每次反应总有的 17 兆电子伏能量重新沉积，那么 LiDT 点火温度下降至 8.1 千电子伏。最后，在大的 ρ^2R 下，随着逆韧致辐射的增加，光子的平均自由程变短［如 (5) 式中那样］，点火温度降至 3 千电子伏以下，当 $\rho R=15$，$T=3$ 千电子伏时，计算出 $f_{r0}|_{LiDT}=0.3$，由此可证实这一结论。在这个温度下，我们看到当 $0.5\lesssim\rho R\lesssim2.2$ 时，由于 α 粒子重新沉积使 f_{r0} 增加，更明显的，当 $\rho R>2.2$ 时，由于中子能量重新沉积使 f_{r0} 进一步增加。14 兆电子伏的中子，其总的散射截面对于 DT 为 ～0.96，对于 Li^6 为～1.56，由此得到，在固体密度的 Li^6DT 中，中子平均自由程是 3.5 厘米，因而与微球半径 R 之比为

$$\left.\frac{\lambda_n}{R}\right|_{LiDT} \doteq \frac{3.0}{\rho R}. \tag{A2}$$

这与当 $\rho R>2.2$ 时，f_{r0} 很快上升相一致。随着中子能量的降低，其截面增加。这样，在第一次散射后，依次接着的散射逐渐变得有更大的几率，这对能量的重新沉积是有益的。在 LiDT 的所有模拟中，都采用三温度编码，其 Sn 中子处理，考虑了由于这种多次散射引起的总能量沉积。由核反应

$$n + Li^6 \to \alpha + T + 4.17 \text{ 兆电子伏}.$$

还可产生附加的能量(及氚)。然而，在 14 兆电子伏时，这种核反应的截面仅为 0.026b（这要比净散射截面低 ～93 倍），因而所加给它的产额是很小的。这种反应的影响仍然包含在图 14 的结果中。

对于大的 ρR 及 $T=20$—40 千电子伏时

$$f_{r0}|_{LiDT} \sim \frac{\rho R}{18.3+\rho R}=0.45, \text{ 当 } \rho R=15 \text{ 时} \tag{A3}$$

这可和 DT 靶的结果［见(15)式］相比较，为了使 LiDT 的燃烧率和 DT 的相当，大约应当将 ρR 增加三倍。

如将完全离化的 Li^6DT 视作理想气体，则其比内能为

$$f_{r0}|_{LiDT} = \frac{3}{2}\frac{k\,(T_i+\overline{Z}T_e)}{\overline{A}m_A}$$
$$=3.41\times10^{-2}[T_i(\text{千电子伏})+2T_e(\text{千电子伏})] \text{ 千焦耳/微克。} \tag{A4}$$

式中 m_A 为原子质量单位 1.66×10^{-24} 克，这是当 $T_e=T_i$ 时，纯 DT 比内能的 88%［见 (9) 式］。对于我们的均匀 LiDT 球，其比产额为 $Y_0/m=95.9f_{r0}|_{LiDT}$ 千焦耳/微克。燃烧性能由增益因子 G_0 来量度

$$G_0|_{LiDT} = \frac{Y_0}{mI_0} = \frac{95.9 f_{r0}|_{LiDT}}{I_0(\text{千焦耳/微克})}. \tag{A5}$$

图 14 (*b*) 指出，当 $\rho R\gtrsim5.0$ 时，6 千电子伏时的增益超过 20 千电子伏的增益，在 DT 中，曲线的交叉点出现在 $\rho R\approx1$ 处。燃料耗损使 6 千电子伏 LiDT 的增益限制为 $G_0(\rho R>15)\to58$。相应的，在 DT 中的极限是 $G_c(\rho R>4)\to180$。

图 14 (*c*) 给出了对于 LiDT 计算的 M_c（节ⅡD）结果。其质量比份为 f_h 的靶丸内层初态为 10 千电子伏；其余的外层处于 1 千电子伏。我们看到，当 $\rho R\doteq6.2$ 时，中心点火给出 $M_c\simeq2$［见(11)式］，仅有 ~6% 的质量加热至 10 千电子伏。而在 DT 燃料相应的图中有 $M_c(\rho R\simeq2.2)=4$。

文献[1]中，对于最佳聚爆的 DT 球，ρR 的峰值可接近 1.9。我们取文献［1］中的编码，用非定域 α 粒子能量再沉积所进行的最新的精细计算指出，7.5 微克的靶球，吸收 5.3 千焦耳能量10.6 微米激光时，$Y_R\simeq25$［见(18)式］。而且，这些计算预言，用相同质量的 LiDT 球，在相同的时间整形脉冲作用下，在靶丸中沉积的能量直至 26 千焦耳，可将其靶丸压缩至 $\rho R=6.3$，这时获得的 Y_R的峰值为1.5。

在绝热压缩下，$I_0\sim\rho^{2/3}\sim\rho R$，达到中心点火所需要的输入能一般来说应按$E_{1n}\sim I_0/M_c$规律变化。这样，我们可以预期在最佳聚爆中，应有

$$E_{1n}|_{LiDT}/E_{1n}|_{DT}=\left(\frac{\rho R}{M_c}\right)_{LiDT}\Big/\left(\frac{\rho R}{M_c}\right)_{DT}$$

$$=\left(\frac{6.3}{2}\right)\Big/\left(\frac{1.9}{4}\right)\simeq6. \tag{A6}$$

这和我们计算的相同。最后，因为在相同条件下，增益因子 $G_0|_{DT}/G_0|_{LiDT}=2.7$。我们看出，在最佳聚爆下，计算出的 LiDT 球的 Y_R 减小 17 倍，这与图 14 的结果一致。

附录 B

Ⅰ．三温度编码

我们的一维三温度拉格朗日编码，在球对称的情况下，其运动方程为

$$\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial r}(p+q)=-r^2\frac{\partial}{\partial m}(p+q). \tag{B1}$$

式中 $m=\int_0^r\rho r^2\,dr$ 为单位立体角的质量，$\rho=1/v$，v 是比容，$\partial r/\partial t=u$。p 是三种流体压力之和，即 $p=p_e+p_i+p_r$，q 是冯诺曼 (Von Neuman) 人为粘性。

耦合的能量方程为

$$\frac{\partial T_i}{\partial t}=\frac{1}{C_{v_i}}\left[\dot{S}_i-\left(p_i+q+\frac{\partial I_i}{\partial v}\right)\frac{\partial v}{\partial t}-A_{ie}(T_i-T_e)\right.$$

$$\left.+\frac{v}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2K_i\frac{\partial T_i}{\partial r}\right)\right], \tag{B2a}$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t}=\frac{1}{C_{v_e}}\left[\dot{S}_e-\left(p_e+\frac{\partial I_e}{\partial v}\right)\frac{\partial v}{\partial t}-A_{er}\left(T_e-T_r\right)\right.$$

$$\left.+A_{ie}(T_i-T_e)+\frac{v}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2K_e\frac{\partial T_e}{\partial r}\right)\right], \tag{B2b}$$

$$\frac{\partial T_r}{\partial t}=\frac{1}{C_{v_r}}\left[-\left(p_r+\frac{\partial I_r}{\partial v}\right)\frac{\partial v}{\partial t}+A_{er}(T_e-T_r)\right.$$

$$\left.+\frac{v}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2K_r\frac{\partial T_r}{\partial r}\right)\right]. \tag{B2c}$$

每个方程用链式

$$\frac{\partial I}{\partial t}=C_v\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial I}{\partial v}\frac{\partial v}{\partial t}$$

推导出，式中

$$C_v=\frac{\partial I}{\partial T}$$

若离子和电子是理想气体，那末有下列关系式：

$$p_i=2/3\rho I_i,\qquad I_i=3/2kT_i/m_i,\qquad C_{v_i}=3/2k/m_i \tag{B3}$$

$$p_e=2/3\rho I_e,\qquad I_e=3/2ZkT_e/m_i,\qquad C_{v_e}=3/2Zk/m_i$$

事实上，实际的物质有各种效应，以使（B3）式改变，这包括：相变，分解，离化，压力离化，简并。因而在我们的计算中，它们的等价关系是小心收集态方程表而得到的，同样可得到导数 $\partial I_{i,e}/\partial v$。

我们包括了辐射扩散处理，以研究在高密度条件下，因不透明度的增加而引起的点火温度的改变。用（B2c）式，是假设了光子达到普朗克平衡，并用辐射温度 T_r 来表征。这种平衡的速率要比它们与局部电子平衡的速率快得多，或者说，在每个燃烧序列中，比表征其它重要参数变化的速率快得多。因此，辐射可用压力、比内能和比热来表征，即

$$P_r=\frac{I_r\rho}{3},\qquad I_r=\frac{4\sigma}{c\rho}T_r^4,\qquad C_{v_r}=\frac{4I_r}{T_r}.$$

场的耦合系数为 $A_{ie}=C_{v_e}\nu_{ei}$，由斯皮策（Spitzer）的结果得

$$\nu_{ei}=\frac{8(2\pi)^{1/2}m_e^{1/2}e^4N_A^2}{3}\left(\frac{Z^2}{A^2}\right)\ln\Lambda_{ei}\frac{\rho}{(kT_e)^{3/2}}$$

$$\cdot\left[1-\frac{3}{2}\;\frac{T_i}{T_e}\;\frac{m_e}{m_i}\right], \tag{B4a}$$

$$K_i=20\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2}\frac{(kT_i)^{5/2}k}{m_i^{1/2}e^4Z^4\ln\Lambda_i}, \tag{B4b}$$

$$K_e=20\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2}\frac{(kT_e)^{5/2}k\varepsilon\delta_T}{m_e^{1/2}e^4Z\ln\Lambda_{ei}}. \tag{B4c}$$

式中

$$\varepsilon\delta_T=\frac{0.43Z}{(3.44+Z+0.26\ln[Z])},$$

和

$$\ln\Lambda_{ei}=\max\left\{1,\ \ln\left[\frac{3}{2e^3}\left(\frac{A}{Z}\;\frac{k^3T_e^3}{\pi N_A\rho}\right)^{1/2}\right.\right.\cdot$$

$$\left.\left.\frac{1}{[Z+(1/2\alpha c)(3kT_e/m_e)^{1/2}]}\right]\right\},\tag{B5a}$$

$$\ln A_i=\max\left\{1,\ \ln\left[\frac{3}{2e^3Z^2}\left(\frac{A}{Z}\ \frac{k^3T_i^3}{\pi N_A\rho}\right)^{1/2}\frac{1}{(Z+T_i/T_e)^{1/2}}\right]\right\}.\tag{B5b}$$

在这些表达式中，N_A是阿伏伽德罗常数，比值Z/A对于全离化的DT和LiDT分别为0.4和0.47，部分离化时，由态方程表，我们用“有效Z”。k是玻尔兹曼常数。$\alpha=e^2/\hbar c$是精细结构常数。因子$\varepsilon\delta_T$是对电子热导率给出的热电和电子与电子碰撞修正。引数A_{ei}是经典和量子结果的调谐平均[7]。另外

$$A_{er}=C_{V_e}(\nu_b+\nu_c),$$

$$\nu_b=\frac{32}{3}\left(\frac{2}{\pi m_e}\right)^{1/2}\frac{e^4N_A^2}{\hbar c}k\left(\frac{Z^2}{A^2}\right)\frac{\rho Z}{(kT_e)^{1/2}}G(T_r/T_e),\tag{B6a}$$

有

$$G(\gamma)=\int_0^\infty\frac{d\xi f(\xi)[1-e^{-\xi(1/\gamma-1)}]}{(\gamma-1)(1-e^{-\xi/\gamma})}.\tag{B6b}$$

式中$f(\xi)=\int_1^\infty\ln(\sqrt{x}+\sqrt{x+1})e^{-\xi x}dx$，是轫致辐射谱。对于$G(\gamma)$在计算中用简化的拟合值：当$\gamma\equiv T_r/T_e\to0$时，$G(\gamma)\to1$，此时$\nu_b$为纯轫致辐射速率；当$\gamma\to\infty$时，$G(\gamma)\to\pi^2/4$，给出纯逆轫致辐射。还有

$$\nu_c=\frac{128}{3}\ \frac{\pi e^2\sigma}{(m_ec^2)^2}\ N_A\left(\frac{Z}{A}\right)T_r^4k.\tag{B6c}$$

在我们的辐射扩散模型中，它为康普顿散射速率。此处σ是斯忒潘-玻尔兹曼常数。方程[B6(a)-(c)]是由赫维茨（Hurwitz）给出[20]。最后，我们注意到辐射热导率

$$K_r=\frac{16\sigma\lambda_R}{3}T_r^3=\frac{16\sigma}{3\rho K_R}T_r^3.\tag{B7}$$

式中λ_R是罗斯兰德（Rosse land）平均自由程。当逆轫致辐射占优势时，(5)式给出λ_p依从关系。在计算中，K_R值——罗斯兰德平均不透明度是由表给出，在计算此表时，包括了束缚-自由跃迁，轫致辐射、碰撞吸收，康普顿散射及线状谱吸收。

相竞争的热核反应速率遵守如下方程

$$\begin{aligned}\frac{\partial N_D}{\partial t}&=-N_D^2(\overline{\sigma v})_{DD}-N_DN_T(\overline{\sigma v})_{DT},\\ \frac{\partial N_T}{\partial t}&=-N_DN_T(\overline{\sigma v})_{DT}+0.25N_D^2(\overline{\sigma v})_{DD}.\end{aligned}\tag{B8}$$

$(\overline{\sigma v})$是用与塔克（Tuck）[10]给出的麦克斯韦平均截面相拟合的解析式进行计算的。一般来说，在我们的计算中，DD反应对能量释放的贡献小于1%。由附录给出的有关LiDT的结果，也计算了n-Li反应所释放和吸收的能量。

α粒子和中子按照玻尔兹曼方程输运，用卡尔森（Carlson）的S_n方法求解。对于α粒子，n的典型值为2，中子为4。α粒子能量沉积的细节已在节ⅡA给出。中子散

射的能量交给背底离子。在 n-Li 反应中，能量交换是定域的，由与（5）式相类似的表达式来描述。所沉积的能量通过 B2(a)—(c)式中的比能源速率项 $\dot{S}i$,e 进入离子和电子场。

在差分流体力学和能量方程中，典型情况是用 40 到 100 个网格，r 和 u 是定义在网格的边界（j）。表征内含特性的量，例如，ρ 和 T 是定义在网格中心（$j+1/2$）。人为粘性使用

$$q_{j+1/2}=\begin{cases}2\rho_{j+1/2}(u_{j+1}-u_j)^2, & \dot{v}<0\ (\text{压缩}),\\ 0, & \dot{v}>0\ (\text{膨胀}).\end{cases} \tag{B9}$$

能量差分方程用隐式高斯-赛德迭代法求解（文献［14］，第 8 和第 9 章，里克特万耶（Richtmeyer）做了概述）。其所用的时间步长 Δt 是考兰特（Courant）条件 $\Delta\nu/\nu$，$\Delta T/T$ 限制所要求的最小值。典型地，在每次计算中，要求 3500 个计算循环。在一次循环中，给定压力，我们推进流体力学运动，计算由于燃烧所产生的能量和它的输运及沉积。用所得到的新的温度对能量方程迭代求解，这样可确定新的压力，将它用于下一次计算循环中。

Ⅰ．非平衡态编码

为了对我们的结果进行校对，采用了第二种非平衡编码。它有相同的拉格朗日流体力学及关于离子和电子能量输运的处理，这些与上述的（B1）式和（B2 a、b）式相同。然而，在（B2b）式中，电子与辐射场间的耦合项 $A_{er}(T_e-T_r)$ 将被修改。辐射、中子及快速反应产物的输运是用蒙特卡罗模拟完成的。在高度不透明区（这里光子有很大的几率在靠近其源点处就被吸收），对辐射输运采用标准的蒙特卡罗方法是不适用的。我们的编码使用了“约化源技术”，这大大改进了粒子模拟的效率。完全的辐射输运方程为

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\Omega\cdot\nabla+\frac{1}{\lambda_a}+\frac{1}{\lambda_s}\right)\phi(\nu,\Omega)$$

$$-\int A(\nu',\Omega'\to\nu,\Omega)\phi(\nu',\Omega')d\nu'd\Omega'\equiv L(\phi)$$

$$=S(\nu)=(1/\lambda_a)B(\nu). \tag{B10}$$

式中 c 为光速，Ω 是光子输运方向上的单位矢量，$d\Omega$ 是围绕 Ω 方向上的微分立体角，ϕ 是辐射强度（能量/时间·面积·频率）。函数 $S(\nu)$ 是与频率（ν）有关的发射源。在全离化范围，这是韧致辐射，其非相对论形式

$$S(\nu)=\frac{4}{3\pi}\left(\frac{2}{\pi m_e kT_e}\right)^{1/2}\frac{\overline{Z}n_i{}^2\,\overline{Z^2}e^6}{\hbar c}$$

$$\cdot K_0\left(\frac{h\nu}{2kT_e}\right)h\exp(-h\nu/kT_e)\ [\text{能量/时间·体积·频率·立体角}]. \tag{B11}$$

$B(\nu)$是普朗克分布

$$B(\nu)=\frac{2h\nu^3}{c^2}\,\frac{1}{[\exp(h\nu/kT_e)-1]}, \tag{B12}$$

它们一起用来确定吸收平均自由程，修正受激发射 λ_a，用微分逆康普顿散射长度 $A(\nu,\Omega\to\nu',\Omega')$来表示散射，其解析式已在文献[21]中给出。对于总的康普顿散射长度的一级相对论近似为

$$\frac{1}{\lambda_s}\equiv\int A(\nu,\Omega\to\nu',\Omega')d\nu'd\Omega'$$

$$\simeq\frac{8\pi}{3}\bar{Z}n_i r_0^2\left[1-\frac{2h\nu}{mc^2}\left(\frac{K_1(\xi)}{K_2(\xi)}+\frac{4}{\xi}\right)\right],\qquad\text{(B13)}$$

式中所包含的 r_0 是经典电子半径，$\xi=mc^2/kT_e$，K 是指定阶的贝塞尔函数，在（B10）式中，忽略了物质运动的影响，因而源和截面是各向同性的。

为了建立“约化源”，我们注意到（B10）式的左边是作用到 ϕ 上的线性算符。因此，若 ϕ_e 是真实解 ϕ 的近似，那么，由估计知偏差 $\delta=\phi-\phi_e$ 遵从

$$L(\delta)=L(\phi)-L(\phi_e)=S-L(\phi_e)\equiv S_R.\qquad\text{(B14)}$$

这就是用约化源 S_R 代替 $S(\nu)$ 的方程（B10）。我们的程序是用直接方法求得合适的估算的强度 ϕ_e，然后，用蒙特卡罗模拟解出强度偏差 δ。因为精确模拟所要求的蒙特卡罗粒子数是与源强度的平方成比例。假如 ϕ_e 是足够好的，以致 $\delta\ll\phi_e\approx\phi$，$S_R\ll S$，那么用 δ 的输运代替 ϕ 可以节省很多运算时间。

在方程（B10）式中的核，用各向同性的核（不产生频率变化即相干散射）来代替，可以找到估算的 ϕ_e；$A(\nu,\Omega\to\nu',\Omega')\to\delta(\nu-\nu')/4\pi\lambda_s$。对于每个频率，这给出如下形式的方程，

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\mu\frac{\partial}{\partial r}+\frac{(1-\mu^2)}{r}\frac{\partial}{\partial\mu}+\frac{1}{\lambda_a}+\frac{1}{\lambda_s}\right)\phi_e$$

$$-\frac{1}{2\lambda_s}\int_{-1}^{+1}\phi_e(\mu')d\mu'=S(\nu)=\frac{1}{\lambda_a}B(\nu).\qquad\text{(B15)}$$

此式已被化到球座标，变量 $\mu=\cos\theta$，其中 θ 是由靶心到光子的径矢量与光子的速度矢量之间的夹角。这个方程可用“球谐函数”法（文献[14]，第 8 章和第 9 章）求解，这时在第一个勒让德多项式后截断，即用“P_1 近似”。这即是对角度关系采用近似，

$$\phi_e=\phi_0+\phi_1\mu.\qquad\text{(B16)}$$

对（B16）式的 μ 取零级和一级矩可得到 ϕ_0 和 ϕ_1 的方程，即

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\phi_0}{\partial t}+\frac{1}{3}\frac{\partial\phi_1}{\partial r}+\frac{2}{3}\frac{\phi_1}{r}+\frac{1}{\lambda_a}\phi_0=\frac{1}{\lambda_a}B(\nu),\qquad\text{(B17a)}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\phi_1}{\partial t}+\frac{\partial\phi_0}{\partial r}+\left(\frac{1}{\lambda_s}+\frac{1}{\lambda_a}\right)\phi_1=0.\qquad\text{(B17b)}$$

这些方程对一组频率群（典型地用 30 个）同时求解。对于每个新的时间增量，时间导数用它们的差分形式来代替，例如已知

$$\frac{\partial\phi_0}{\partial t}\to\frac{\phi_0^{n+1}-\phi_0^n}{\Delta t_n},\ \phi_0^n,$$

剩下的项是与 $n+1$ 层时刻相联系的项，在越过每个网格时，假如在一个网格内，常数 λ_s，λ_a 和 $B(\nu)$ 是已知的，那么可以求得 ϕ_0^{n+1}，ϕ_1^{n+1} 的严格解析解。这把网格边界处的 ϕ 联系起来，由四角矩阵之逆阵可得到在网格边界处的严格解。用这样确定的 ϕ_0，对于每个频率群的约化源有简单的形式，即

$$S_R(\nu)=(1-3\mu^2)\left(\frac{1}{\lambda_a}[B(\nu)-\phi_0]-\frac{\phi_1}{r}-\frac{1}{c}\frac{\partial\phi_0}{\partial t}\right)$$

$$-\frac{\phi_0}{\lambda_s}+\int\phi_0(\nu')a_0(\nu',\nu)d\nu'$$

$$+\mu\int\phi_1(\nu')a_1(\nu',\nu)d\nu', \tag{B18}$$

式中

$$a_0(\nu',\nu)=\int A(\nu',\Omega'\to\nu,\Omega)d\Omega',$$

$$a_1(\nu',\nu)=\int A(\nu',\Omega'\to\nu,\Omega)\cos(\Omega\cdot\Omega')d\Omega'.$$

对于汤姆逊散射，$a_1\to0$，$a_0\to\delta(\nu-\nu')/\lambda_s$，因而（B18）式中的最后一项消掉。在高度不透明区，即 $l/\lambda_a\ll1$ 处（l 为流量梯度的特征长度），吸收与散射相比，吸收占优势，辐射几乎是各向同性（$\phi_1\ll\phi_0$），并且是慢变化的 $[\partial\phi_0/\partial t\ll(c/\lambda_a)\phi_0]$。因而，$S_R(\nu)\to[(1-\mu^2)/\lambda_a][B(\nu)-\phi_0]$。进而，用（B17$a$，$b$）式，$\phi_0\to B(\nu)$，这样确实 $S_R\ll S$，$\delta\ll\phi_e$。例如，在 $\rho=3000$ 克/厘米^3，$T=3$ 千电子伏的 DT 燃烧计算中，$S_R/S\simeq0.1$，对于精确的模拟，只须考虑 10^2 个蒙特卡罗粒子。

若方程（B10）的解$\phi\equiv\phi e+\delta$由上述方法得到，在（B2b)中与电子场的能量交换项可用下面的替换关系式：

$$A_{e\nu}(T_r-T_e)\to\frac{1}{\rho}\int\left(\frac{\phi-B(\nu)}{\lambda_a}+c(\nu)\phi\right)d\nu d\Omega, \tag{B19}$$

式中

$$c(\nu)\equiv\int_0^\infty\frac{a_0(\nu,\nu')(\nu-\nu')}{\nu}d\nu'.$$

在（B19)式中的第一项是轫致辐射交换；第二项是康普顿能量转移。在每个时间步长 $t=t^{n+1}$，T_e^{n+1}，T_i^{n+1} 和 ϕ_e^{n+1} 可通过方程（B2a、b）和（B17a、b）式一起用隐式求解，但这里是假定了 $\delta=\delta_e^n$。然后，可用蒙特卡罗方法显式确定 δ^{n+1}。

关于由核反应得到的快速产物的输运，我们注意到散射是被随机地处理。按照节IIIA所给出的方法来处理快离子能量对场离子和场电子的沉积。原始的快粒子源是D-D和D-T热核反应。附加的快粒子是由核散射以及与场离子的“飞行”反应所产生的。

参考文献

[1] J. S. Clarke, H. N. Fisher, and R. J. Mason, Bull. Amer. Phys. Soc., 17, 1035 (1972); Phys. Rev. Lett., 30, 249 (1973).

[2] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman, Nature (Lond.), 239, 139 (1972).

[3] N. G. Basov and O. N. Krohkin, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 46, 171 (1964) [Sov. Phys. —JEPT, 19, 123 (1964)].

[4] J. M. Dawson, Phys. Fluids, 7, 981 (1964).

[5] W. J. Fader, Phys. Fluids, 11, 2200 (1968).

[6] R. R. Johnson and R. B. Hall, J. Appl. Phys., 42, 1035 (1971).

[7] L. Spitzer, Physics of Fully Flonized Gases (Interscience, New York, 1969). Chap. V.
[8] K. Boyer, Bull. Am. phys. Soc., 17, 1018 (1972); Aeron. and Astron., 11, 28 (1973).
[9] S. Glasstone and R. H. Lovberg, Controlled Thermonuclear Reactions (Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1960), P. 33.
[10] J. L. Tuck, Nucl. Fusion, 1, 202 (1961).
[11] M. S. Chu, Phys. Fluids, 15, 413 (1972).
[12] C. Longmire, Elementary Plasma Physics (Wiley, New York, 1967), P. 203.
[13] B. G. Carlson, Los Alamos Scientific Laboratory Report, No. LA-1599 (1953).
[14] R. D. Richtmeyer and K. W. Morton, Difference Methods for Initial Value Problem (Wiley, New York, 1967).
[15] Y. B. Zeidovich and Y. B. Raizer, Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic, New York, 1966), Vol. 1, P. 218.
[16] H. N. Fisher, E. J. Linnebur, R. J. Mason, and R. L. Morse, Bull. Am phys. Soc., 18, 683 (1973).
[17] A. L. Fuller and R. A. Gross, Phys. Fluids, 11, 534 (1968).
[18] A. F. Nastoyashchii and L. P. Shevelenko. At. Energ., 32, 451 (1972) [Sov. J. At. Energy 32, 533 (1972)].
[19] D. J. Hughes and R. B. Schwartz, Brookhaven National Laboratory Report No. 325, 2nd ed., 1958.
[20] H. Hurwitz (private communication).
[21] G. S. Fraley, Los Alamos Scientific Laboratory Report No. LA—4592, 1971.

[吴存恺译自《Phys. Fluids》, Vol. 17, 474 (1974), 徐至展校]

最佳聚爆氘氚球靶的流体动力学和热核燃烧

梅森（R.J.Mason），莫尔斯（R.L.Morse）

本文评述了可导致有效热核燃烧的激光驱动DT球最佳聚爆的唯象理论。详细地推导出靶球激光沉积的最佳波形，仔细地研究了在5.3千焦耳的最佳激光脉冲作用下，7.5微克微球的性能。为了使微球中有效的中心点火传播燃烧，仔细地研究了对时间整形的要求。讨论了由于产生超热电子和热流限制而带来的困难。微球的流体力学-热核燃烧性能可表征为脉冲能量，峰值功率、时间宽度、脉冲指数、波长的函数，并与热流限制程度有关。对于质量为40毫微克到250微克的靶球，确定了最佳脉冲参量，计算了所要求的输入能量为50焦耳到150千焦耳，并且计算了相应的最佳性能水平。对于DT燃料做为气体或冷冻的冰壳包含在高Z推进层—护持层内的新型结构的聚变靶，讨论了其流体动力学和热核燃烧性能。

I. 引　言

早在1943年[1]，洛斯·阿拉莫斯实验室就注意到，在核反应系统中，采用高度压缩可提高能量释放的速率。近来，利弗莫尔实验室的纳科尔斯（Nuckolls）等人[2]已发表了为了获得DT靶丸压缩的激光驱动消融聚爆方案。洛斯·阿拉莫斯实验室的克拉克（Clarke）等人[3]概括了计算结果，预言到DT实心球壳可被激光聚爆到产生得失相当热核燃烧的条件。另外，KMS公司的布鲁克纳（Brueckner）[4]也讨论了DT靶的聚爆和燃烧。博耶（Boyer）[5]和纳科尔斯等人[6]在评论性文章中，对激光核聚变的近期展望做了概述。

最近，弗雷利（fraley）等人[7]更详尽地描述了由高度压缩的DT得到的燃烧物理学和膨胀流体动力学。本文补充了这种燃烧物理学并扩展了文献[3]的结果，广泛地研究了由球形靶丸的最佳聚爆所预期的对激光脉冲波形的要求，聚爆流体动力学，靶丸条件及燃烧性能。

在节Ⅱ中，唯象地评论了最佳聚爆。在节Ⅲ中，我们给出了详尽的数值研究的结果，它把流体-燃烧表征为激光脉冲参量和靶丸质量的函数。在节Ⅳ中，给出了结论。我们的计算是采用文献[7]中“3T”计算机编码进行的，在附录A中给出了所做的修正。在附录B中，我们给出了有前途的DT靶球的结果，并讨论了有复杂结构的聚变靶（嵌入高Z球壳）的聚爆流体-燃烧的唯象结果。

Ⅱ. 唯 象 理 论

在激光辐照下，靠近靶丸外层的电子，即临界密度面的电子通过逆轫致辐射和各种反常机构而加热。在不太高的激光峰值功率限度下，这个热量由经典热导（斯皮策热导）向内输运。输入的激光功率足够低时，热波是亚声波。热由经典电子-离子碰撞传递给离子。由于热波中压力的增加及在其后消融离子膨胀的反作用力，激波向靶心发射。热波波前如同一个“带孔”的活塞。它紧贴在消融面上，束缚着激波压缩和激波加热的等离子体。在这个面以外，由于离子膨胀，密度和压力下降。

为了获得最佳聚爆[2,3]，初始的功率水平应保持足够低，以致所发射的第一个激波是弱的。此后，激光功率应当是时间整形的，以保证靶核的相继压缩至最高程度上是绝热压缩。让不断提高的激光强度连续产生弱的、追赶的激波，它们恰好在到达中心之前第一次会合而形成一个强激波，这就能完成上述的绝热压缩。由于这个最后的强激波坍塌，将产生很高的离子温度，点燃起球形热核燃烧波，此燃烧波通过靶心向外传播，使靶心耗尽。

A. 最 佳 脉 冲

为了详细地推导出最佳脉冲波形，我们考虑这一脉冲驱使靶心中的一个面以速度 $v=-dR/dt$ 趋向靶中心，类似地，第二个较里层的面以速度 $w=-ds/dt$ 向内运动。这两个面夹着质量为 Δm 的球壳，其厚度为 $\Delta R=R(t)-s(t)$，密度为 $\rho=\Delta m/(4\pi R^2\Delta R)$。设在 $t=0$ 时，$S=S_0$，$R=R_0$，$\Delta R=\Delta R_0$。

最佳脉冲驱使这两个面以及所有从靶心的消融面发射的激波在 $t=\tau$ 时趋向于原点。在球壳中的流体以速度 $u\simeq v\simeq w$ 运动。消融面发射弱的激波，它所产生的流体变化是绝热的，因而 $u\sim c$ 为声速，故 $u\sim T^{1/2}$，T 为流体的平均温度。另外有 $T\sim\rho^{\gamma-1}$，因而 $v\sim w\sim\rho^{(\gamma-1)/2}$，式中 γ 为有效比热比。

这样，假设 $\Delta R\sim R$，导致 $\rho\sim R^{-3}$ 或 $v\sim\omega\sim R^{-\alpha}$，$\alpha=3(\gamma-1)/2$。因此我们可以在 $t=\tau$ 时的边界条件，$R=0$ 下求解方程 $dR/dt=-u=c_1R^{-\alpha}$，得到

$$R=R_0(1-t/\tau)^{1/(1+\alpha)} \tag{1a}$$

和 $c_1=R_0^{\alpha+1}/[(1+\alpha)\tau]$，类似地，可求得 $S=S_0(1-t/\tau)^{1/(1+\alpha)}$。因而 $\Delta R=(\Delta R_0/R_0)R\sim R$，这就证明了前边的假设即 $\rho=(\Delta m/4\pi R^3)(R_0/\Delta R_0)$。这样，我们得到

$$v=v_0(1-t/\tau)^{-\alpha/(1+\alpha)},\quad v_0=R_0/[(1+\alpha)\tau]. \tag{1b}$$

最后，因为功是对外表面做的，其功率为 $W=4\pi R^2Pv$，式中 $p\sim\rho T\sim R^{-3}v^2$，即 $W\sim U^3/R$，我们可预计到这个功应当与激光输入功率成比例，因此，我们得出结论：最佳聚爆的激光功率波形为

$$\dot{E}(t)=\begin{cases}\dot{E}_0(1-t/\tau)^{-p}, & E\leqslant E(t_l),\\ 0, & E>E(t_l).\end{cases} \tag{1c}$$

式中 $p=(3\alpha+1)/(1+\alpha)=(9\gamma-7)/(3\gamma-1)$（$\gamma=5/3$ 时，$p=2$），$\dot{E}_0$ 是某个合适的初始功率，$E(t_l)$ 是在激光关闭时刻 $t=t_l$ 时，所选取的总激光输入能量。假设 $\Delta t_l=(\tau-t_l)/\tau\ll1$，此能量为

$$E(t_l)=\frac{\dot{E}_0\tau}{(p-1)}(1-t_l/\tau)^{-(p-1)}. \tag{2}$$

在激光关闭时刻，峰值输入功率为

$$\dot{E}(t_l)=(p-1)^{p/(p-1)}[E(t_l^p)/\dot{E}_0\tau^p]^{1/(p-1)}. \tag{3}$$

我们的计算表明，当 p 值的变化范围在 1.65 到 2.2 之间时，可以获得高压缩。相应的 γ 值为 1.32 到 2.0。图 1 给出了对于 7.5 微克 DT 球靶最佳聚爆所要求的脉冲波形，此时 $\tau=12.5$ 毫微秒，$E(t_l)=5.3$ 千焦耳。所画出的曲线是对于 $p=1.65$，1.875 和 2.2 的三种情形。在每种情形下，$\dot{E}_0$ 选为能给出最大产额的值，靶球性能的细节在节 Ⅱ 中给出。这里要特别强调的是，最佳脉冲波形在尾部几乎都是相同的，绝大部分能量都在此时发射。在最后的 500 微微秒中释放出 90% 的能量，其功率提高两个数量级。$p=2.2$ 时的波形具有最低的峰值功率 100 焦耳/微微秒。

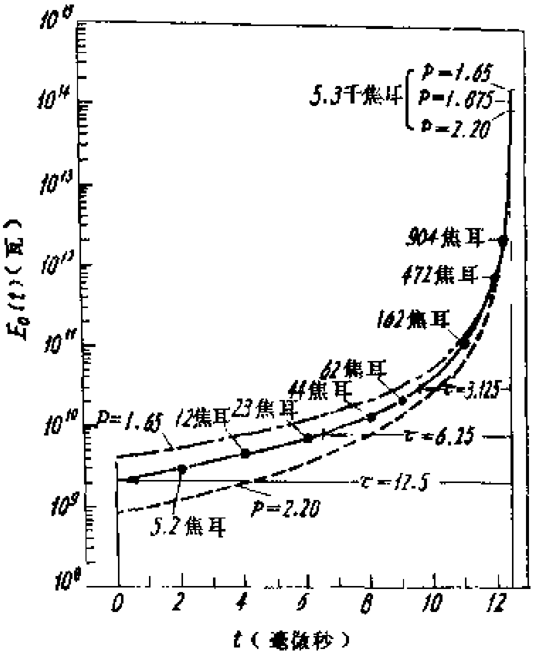


图 1　7.5 微克 DT 球靶的最佳聚爆所要求的脉冲波形

$\tau=12.5$ 毫微秒，$E(t_l)=5.3$ 千焦耳。

B. 最 佳 聚 爆

因为最佳聚爆的唯象理论很难分成几个独立的部分，因此我们只好依靠大规模的计算机编码来模拟全部相互作用。本文采用文献 [7] 的 "3 T" 编码。利用拉格朗日流体动力学，经受电子、离子及辐射压力驱动，其耦合的能量方程用斯皮策热导，霍尔维兹（Hurwitz）电子与辐射耦合（对于相竞争的轫致和逆轫致辐射），以及列表计算的不透明度。DT 的热力学性质用列成表的托玛斯-费米-狄拉克状态方程描述。这个编码追踪并列的D-T 和 D-D 热核反应。用卡尔森（Carlson）的 "Sn 方法" 来处理反应产物 α 粒子和中子。在此我们没有明显地涉及吸收的物理过程，因此，如附录 A 所描述的，在计算中认为是全吸收。用电子热流限制来研究反常热输运对流体动力学的影响。

在文献[3]中已经讨论了球壳的典型的最佳聚爆。这里，以及在本文的节Ⅱ C 和D 中，我们仔细研究了初始均匀的 DT 球对其最佳激光脉冲的响应。这个“最优性能”是从计算机对不同的脉冲参量进行大量运算所得到的结果中选出的。重要的是尽可能全面的表征导致这种优异性能的各种效应。因为在洛斯·阿拉莫斯和利弗莫尔实验室已开始大规模的实验工作，其大部分实验要根据这里所给出的最佳的数值估计。

图 2 给出了 7.5 微克球靶最佳聚爆动力学的计算结果。前八幅图是采用经典热导，并且用图 1 的 $p=1.875$，$\dot{E}_0=2.15\times10^9$ 瓦的激光脉冲。后四幅图是假设热速率限制电子热导，因而要求把脉冲重新调整到 $\dot{E}_0=2.65\times10^9$ 瓦。计算了产额比（产生的能量/输入的能量）$Y_R=Y/E(t_l)$，它包括了热核燃烧期间 α 粒子和中子沉积的影响。长划虚线是密度对径向位置 R 的积分$\int_0^R \rho dR$。初始值 $\rho=0.213$ 克/厘米^3，这是液体 DT 密度。靶球的边缘位于 $R=R_e=203$ 微米处，因此总的积分 $\langle\rho R\rangle=\int_0^{R_e}\rho dR=4.3\times10^{-3}$ 克/厘米^2。波长为 10.6 微米。

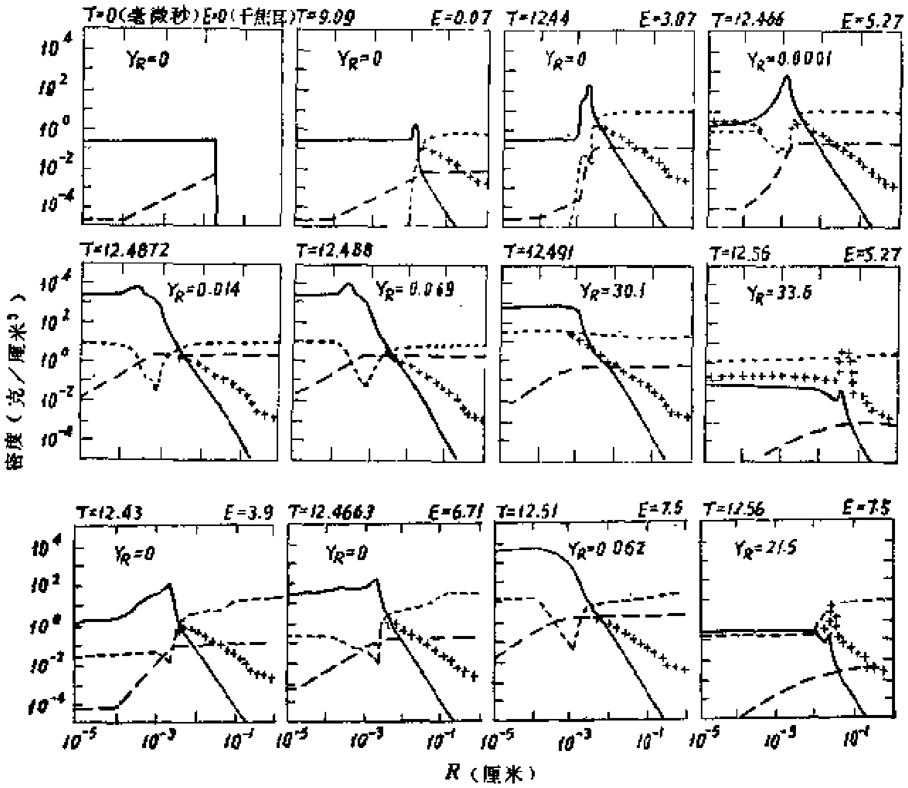


图 2　7.5微克球靶的最佳聚爆序列

$p=1.875$，$\dot{E}_0=2.15\times10^9$ 瓦。对于前八幅图，$\beta\to\infty$，输入能量为 5.3 千焦耳，对于后四幅图，$\beta=1$，$E(t_l)=7.5$ 千焦耳。——ρ（克/厘米^3），┄T_e（千电子伏），＋＋＋＋T_i（千电子伏）和－－ρR（克/厘米^2）。

在聚爆序列中，$t=9.09$ 毫微秒时，边缘处的电子温度为 450 电子伏，要比表面离子热 10^2 倍以上。第一个激波已向中心发射，并已有一定程度的激波追赶，以致在激波之后的峰值密度为 2 克/厘米^3，而有十倍净压缩。在 $t=12.44$ 毫微秒时，追赶的激波包迹的前沿到达 10 微米处，而临界面（此处 $\rho=\rho_c=4\times10^{-6}$ 克/厘米^3）已向外运动至 0.12 厘米

处。激光在 $t=12.466$ 毫微秒时关闭，此时中心密度 ρ (0) 为 1.8 克/厘米^3，最早的激波已坍塌，将 T_i (0) 提高到 T_e (0) 之上达 1.7 千电子伏。

在 $t=12.4872$ 毫微秒时，热核燃烧开始，此时产额比 $Y_R=0.014$，在中心处 $T_e=8.3$ 千电子伏。由于 α 粒子沉积引起的级联加热使 T_i (0) 提高至 8.6 千电子伏，中心密度压缩至 ρ (0) $=2.3\times10^3$ 克/厘米^3，$\langle\rho R\rangle=2.02$。一直至 $R=1.57$ 微米，离子的温度超过 3 千电子伏。此半径定义为初始中心热斑，它包含 58 毫微克 DT 燃料。热斑仍然以平均速度 40 微米/毫微秒向原点坍塌；它的平均温度为 $\langle T_h\rangle=4.8$ 千电子伏，在 $t=12.4880$ 毫微秒时，这是聚爆的最后阶段，热核燃烧使 $\langle T_h\rangle$ 提高至 8.9 千电子伏，$Y_R=0.069$，这时热斑开始膨胀，而 $\langle\rho R\rangle$ 达到了其最大值 2.09。

在 $t=12.4910$ 毫微秒时，传播的球形燃烧波使 $R=14$ 微米的范围内的 T_i 升高至 8.9 千电子伏以上，在这个范围内包含 3 微克的D-T，产额的 91% 已经释放。在 $t=12.56$ 毫微秒时，释放出 177 千焦耳的全部产额。这时 $Y_R=33.6$，在膨胀的等离子体中爆炸波加热靠近 $R=600$ 微米处的离子。由于电子有高的热导，使最终的电子温度曲线变得相当平。而这种高的热导是由于热核燃烧和终端激光沉积建立起高的 T_i 所致。

C. 燃烧条件

在文献[7]中，我们引入各种因子来量度压缩的 DT 微球的燃烧性能。这里，我们评述一下这些因子的定义并阐明它们在描述激光聚爆 DT 靶球的燃烧特性时的适用性。首先，我们将考虑压缩的靶心的燃烧率 f_{r0}、DT 反应产物 α 粒子和中子的射程 λ_α 和 λ_n、表征燃烧效率的增益因子 G_0、由于中心点火产生的产额倍增 M_c。重新研究这些因子，使后面的叙述容易得多。

当膨胀时间比特征燃烧时间短得多时，即当 $\tau_e\ll\tau_r$ 时，DT 微球的燃烧率由下式给出：

$$f_{r0}=\tau_e/2\tau_r, \tag{4}$$

式中 $\tau_e=R/4C_s$，R 是微球半径，C_s $(T_i,\ T_e)$ 是声速，$\tau_r=(\rho\ \langle\sigma v\rangle\ /m_i)^{-1}$，$\langle\sigma v\rangle$ 是 Tuck 的平均截面[10]，m_i 是"DT 离子"质量（=2.5 个原子质量单位），因而

$$\tau_e/\tau_r=\left(\frac{\langle\sigma v\rangle}{4C_s m_i}\right)\rho R, \tag{5a}$$

$$f_{r0}=\left(\frac{\langle\sigma v\rangle}{8C_s m_i}\right)\rho R. \tag{5b}$$

在 (5b) 中，括号中的项在 $T_e=T_i=T=20$—70 千电子伏的范围内有一个宽的最大值 $\left(\simeq\frac{1}{11}\right)$，因而

$$f_{r0}=\rho R/11,\qquad \rho R\ll1. \tag{5c}$$

当燃烧得相当多时，即当 $f_{r0}\gtrsim0.1$ 时，燃料的耗损使能量产生速率减缓，(5c) 式就变为

$$f_{r0}\simeq\frac{\rho R}{6.3+\rho R},\qquad \rho R\gtrsim1.0 \tag{5d}$$

当全部燃烧时，每微克等克分子的 DT 释放 326 千焦耳能量，因而均匀微球的产额为

$$\dot{Y}_0/m_0 = 326\,f_{r0}\ (\text{千焦耳/微克})\ . \tag{5e}$$

α 粒子的射程为

$$\lambda_\alpha/R \simeq \frac{1.9}{(1+122/T_e^{5/4})}/\rho R. \tag{6a}$$

当 $T_e = 10$ 千电子伏时，

$$\lambda_\alpha/R \simeq 0.24/\rho R.$$

中子的射程为

$$\lambda_n/R = 4.6/\rho R \tag{6b}$$

在我们的最佳聚爆球中，随着燃烧开始并达 $Y_R \simeq 0.01$，其密度曲线是平的，其值为 $\rho(0)$，或者密度在靶心逐渐上升，在消融面处其密度为 1.5ρ (0)。在此范围以外是喷射区，ρ 按 R^{-3} 规律很快下降。因此对于靶球可近似地用均匀球的 ρR 代之以 $\langle\rho R\rangle$，在公式 (5) 和 (6) 中的 R 和 m_0 用靶心的半径和质量代之。

等克分子 DT 在简并密度下的比内能为

$$I_0 = 5.8\times10^{-2}\Big\{T_e(\text{千电子伏}) + T_{ef}\ (\text{千电子伏})$$

$$\left[1+\frac{\pi^2}{15}\left(\frac{T_e}{T_{ef}}\right)^2+\cdots\right]\Big\}(\text{千焦耳/微克}). \tag{7}$$

式中 $T_{ef} = 5.7\times10^{-3}\rho^{2/3}$，均匀球的燃烧性能可用增益因子 G_0 来量度

$$G_0 \equiv Y_0/m_0 I_0. \tag{8a}$$

当在最佳聚爆中存在由于最后激波坍塌而产生的中心热斑时，附加的倍增因子 $M_c = (Y/Y_0)(I/I_0)$ 量度传播燃烧的贡献。倍增因子 M_c 包括下面两种效应：(a) 由于燃烧波扫过靶心需要有限的时间，因而使 Y 减小，(b) 当用热斑点火燃烧时所要求的 I 减小。

在文献[7]中，对 DT 微球所预期的 G_0 和 M_c 忽略了中子回收的影响，由 (6b) 式可知，当 $\langle\rho R\rangle \lesssim 4$ 时，中子的回收将提高级联加热和热核燃烧传播。因而，我们引进倍增因子

$$M_n \equiv G_0^*/G_0, \tag{8b}$$

来量度由于中子在均匀加热的微球中沉积而引起的产额增加，$Y_0 \to Y_0^*$。当 α 粒子和中子沉积都显著时，我们定义

$$M_c^* \equiv (Y^*/Y_0^*)(I/I_0) \tag{8c}$$

作为中心点火倍增因子。激光能量通过聚爆过程耦合到靶心，其效率为

$$\varepsilon \equiv m_0 I_c/E(t_l). \tag{8d}$$

在此式中，靶心能量 $m_0 I_c$ 中有一部分是在靶心被压缩至最大 $\langle\rho R\rangle$ 时，由于燃烧预热而获得的。另外，靶心的内能可能与具有相同的 $\langle\rho R\rangle$ 及平均温度 T 的微球的内能不同，这是因为简并使内能与密度有关。用最后的倍增因子

$$M_I = I/I_c \tag{8e}$$

来校正这个差异。这样，对于整个靶球性能的量度变为

$$Y_R = \frac{Y}{E(t_l)} = \frac{\varepsilon Y}{m_0 I_c} = \varepsilon G_0 M_c^* M_n M_I. \tag{9}$$

在图 2 的聚爆中，最大的 $\langle\rho R\rangle$ 在 $t=12.488$ 毫微秒时为 2.09。然后，由于级联加热使靶心温度上升至 20 千电子伏以上，由（5 d）式知燃烧率 $f_{r0}=0.25$。177 千焦耳总产额告诉我们[由(5 e)式]，初始均匀加热的激活靶心质量应为 2.17 微克。然而图 2 的燃烧由中心热斑开始，文献[7]指出，在最佳条件下，经传播燃烧仅能取出均匀产额的 70～75%，因而我们取 $m_0=2.17/0.75=2.89$ 微克。这是靶球总质量的 39%。在 $\langle\rho R\rangle$ 的峰值处，我们看到，在图 2 的燃烧过程中 $m_0I_e=310$ 焦耳，因而 $\varepsilon=m_0I_e/E(t_l)=0.059$。这包括在聚爆最后的 1 微微秒期间所产生的 100 焦耳的沉积能量。靶球内层 58 毫微克（≡m_h）质量的平均温度为 $\langle T_h\rangle=8.9$ 千电子伏。靶心其余外层区是冷的，平均温度为 0.49 千电子伏。图 3(a)表明，在 $t=12.488$ 毫微秒以后，球形热核燃烧波正好在 3 微微秒时间内扫过外层冷区，其速率为 $\approx4\times10^8$ 厘米/秒，使这个区域的 DT 温度提高至 30 千电子伏以上。

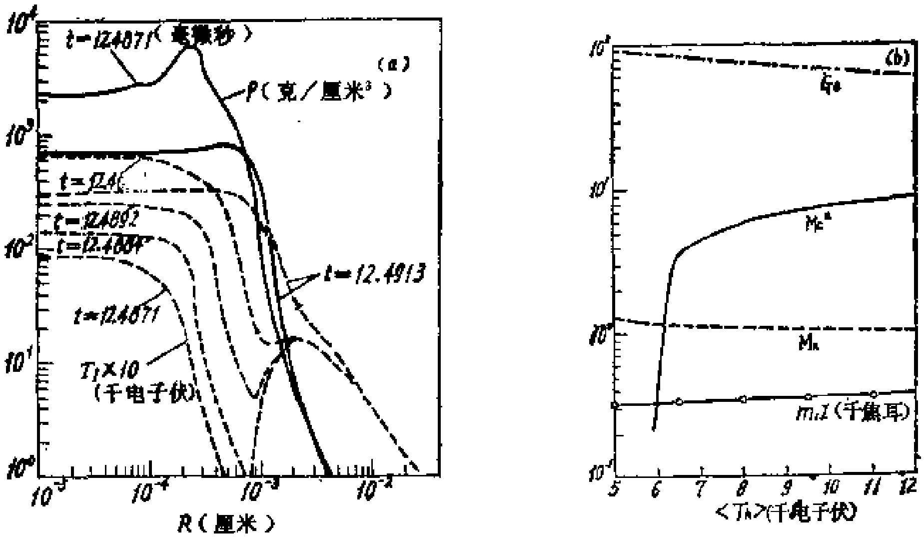


图 3

（a）在 7.5 微克靶球中，紧跟着点火出现的热核燃烧波的传播。（b）表征燃烧性能的倍增因子与温度的关系。

在文献[7]中的图 11 给出了整个微球的产额倍增因子 M_e，球心的中心热斑处于 10 千电子伏，球心的其余部分处于 1 千电子伏。为了获得图 2 的聚爆所特有的结果，我们对目前这一特殊情形($m_0=2.89$ 微克，$\langle\rho R\rangle=2.09$，$f_h=m_h/m_0=0.02$，$T_c=0.49$ 千电子伏)，重新做了早期的 M_e（和 G_0）的计算。这些计算扩展了文献[7]的计算，所用的 $\langle T_h\rangle$ 值变化范围为 5—12 千电子伏。[应注意，为了确定 G_0，令 $T\equiv\langle T_h\rangle$]，其结果收集在图 3（$b$）中。图中还包括了在具有中心热斑的微球中，为了建立初始条件所要求的总的靶心能量 m_0I。另外，我们还给出了均匀微球中由热核燃烧过程所确定的中子沉积倍增因子 M_e（一开始处于 $T\equiv\langle T_h\rangle$ 状态，有和没有中子能量沉积的两种情况）。图 3（b）对早期的热核燃烧研究做了重要的补充，指出，虽然在 $\langle\rho R\rangle=2.09$ 时，增益因子 G_0 随着 $T_h=10\to3$ 有了改善，但当 $T_h<6.3$ 千电子伏时，中心点火和传播是失败的。这就告诉我们，为了使激光聚爆有好的性能，必须使最后的激波坍塌所形成的中心温度超过 6.5 千电子伏。

由图 3（b）我们可以确定图 2 的聚爆，此时 $\langle T_h\rangle=8.9$ 千电子伏，我们用 $G_0=72$，$M_c^*=6.8$，$M_n=1.03$，并因为 $m_0I=0.35$ 千焦耳，所以 $M_I=1.13$。这样，对于图 2 的聚爆，通过燃烧研究分析，得到产额比：

$$Y_R=\varepsilon G_0M_c^*M_nM_I=(0.059)72(6.8)1.03(1.13)=33.6.$$

这与完整的聚爆计算的结果一致，从而证实了它的更为基本的起源。

还应注意，当忽略中子沉积时，允许中子从靶球自由逃逸。这时使最佳产额比下降至 $Y_R=25.8$，相应地有 $M_n=1.0$，$M_c^*\to M_c=4.8$。

D．压缩和激波加热

使用最佳脉冲聚爆，可在图 2 的微球靶心中同时获得高密度 $\langle\rho R\rangle\gtrsim2.0$ 和高的中心温度（$\lesssim$7 千电子伏）。在这一节我们指出，这要求最早的一些激波应小心的同步，而在以后的时间内，正在压缩的靶心中的条件实际上与（1）式一致。我们特别关注最佳脉冲关闭时刻的靶丸条件，并且把这些条件与脉冲稍微偏离最佳状态时所建立的条件进行对照。另外，我们在 T_e-ρ 空间追踪靶心的行为，以便得到给出最佳性能的复杂的流体-燃烧唯象特性的概况。

在节 ⅡA 中，我们讨论了靶丸内一个质量层的聚爆，以便我们选取最佳脉冲。图 4（a）追踪了在图 2 的聚爆中这一质量层的演变。这一质量层选在消融波前之内，其平均密度为燃烧开始时的密度。开始时，它的位置 $R_0=90$ 微米，其厚度为 $\Delta R_0=0.61$ 微米。我们标出了这一质量层达到其指定的 R 时所沉积的总能量。画出了质量层的 ρ、T、u值及靶球的 $\langle\rho R\rangle$ 值与 R（t）的函数曲线。在第一个激波到达时刻（$t\simeq9$ 毫微秒）之前，此质层没有运动。在 $t=10$ 毫微秒时，产生强的激波压缩，达到 $\rho\simeq0.84$ 克/厘米^3，然后，当沉积的能量由 300 焦耳达到 3 千焦耳时，我们发现有下述关系 $\rho\sim R^{-3}$，$T\sim R^{-2}$，$v\sim R^{-1}$，这正如在节 ⅡA 中对于 $\rho=2(\alpha=1)$ 所预期的，尽管在此处我们实际上是用 $P=1.875$。在激光关闭时刻，$\langle\rho R\rangle$ 已经达到≈0.25，这足以使 α 粒子在靶中沉积。由于靶心受激波加热及燃烧，使 $R<5$ 微米区压缩减小，球壳的动能开始转换为热能，之后，热核燃烧使温度上升至 15 千电子伏以上。最后，中心热斑膨胀，随着燃烧波开始传播，将球壳的密度推进至 7×10^3 克/厘米^3 以上。

图 4(b)示出图 2 的靶球在激光关闭时刻 $t=12.466$ 的主要特性。在原点附近 $T_i>T_e$，这是由于最早的一些激波坍塌所致。在 13 微米范围以外，压力严格地按照 R^{-3} 规律下降。超过 $R=100$ 微米，密度的变化也有相同的规律，$\rho\sim R^{-3}$。而 T_e 的曲线变平，$T_i\sim R^{-2}$。在靠近 $R=13$ 微米处，T_e 很快下降，此处为消融面位置。在消融面以外，流体的速度反转，离开消融面，p 和 ρ 逐渐减小。消融面视为喷燃波前。紧靠着这个波前的前面的流体以速度 $u=2.9\times10^7$ 厘米/秒运动，而此波前本身以速度 $u_D=3.2\times10^7$ 厘米/秒（由测量密度峰值的轨迹得到）向原点运动。因此，这个波前穿入靶球的超前速度为 $u_P=u_D-u=3.0\times10^6$ 厘米/秒。小的速度比 $u_P/u_D=0.094$ 与穿过此波前有陡的密度下降相一致。因为最大声速为 $C_S=6.6\times10^6$ 厘米/秒（在 $R=1.2$ 微米处），故我们可以得出结论：并不严格遵守查普曼-朱格特（Chapman-Jouguet）条件 $u_D=u+c_S$。这并不奇怪，因为随着 $t\to\tau$ 时，问题的性质变成高度会聚并与时间有关，即峰值密度恰好在激光关闭之前 5 微微秒时，由 400

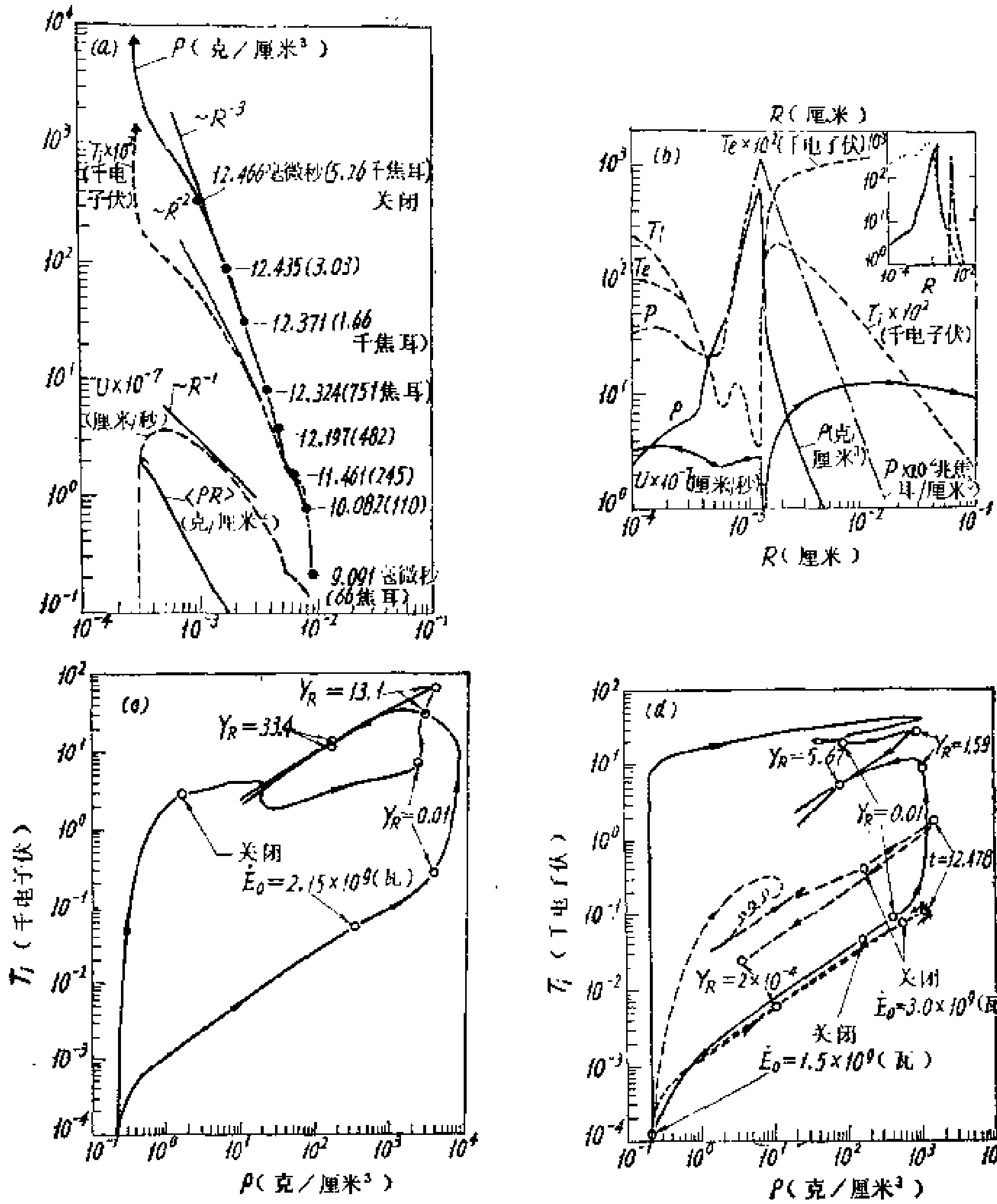


图 4

（*a*）在 7.5 微克靶球内，一个质量层的条件在最佳聚爆过程中的演变。（*b*）在激光关闭时刻 $t=12.466$ 时，靶球中的条件。（*c*）图 2 的最佳聚爆的绝热线，$\dot{E}_0=2.15\times10^9$ 瓦。所给出的轨迹是对于（*a*）中所讨论的质量层及计算的中心区。（*d*）图 4(*b*)的插图中给出了失谐情况的绝热线：---$\dot{E}_0=3.0\times10^9$ 瓦，——$\dot{E}_0=1.5\times10^9$ 瓦。

克/厘米^3 上升到 680 克/厘米^3。

图 4(*b*)的插图指明了在激光关闭时脉冲失调对密度曲线的影响。实线是重复最佳的 $\dot{E}_0=2.15\times10^9$ 瓦的结果。$\dot{E}_0$ 增加至 3.0×10^9 瓦时，第一个激波已经传至中心，使密度过早地升高。对于以后的激波，这给出过大的缓冲，以致使可达到的最高中心温度仅为 1.8 千电子伏，不能点火。$\dot{E}_0$ 降至 1.5×10^9 瓦时，前面的一些激波太弱，被以后的激波过早地追上。这样在激光关闭时，在中心以外产生陡的密度分布。正如下面将指出的，这会导致强的中心激波坍塌，并使中心加热过高（达到$\simeq$20 千电子伏），$\langle\rho R\rangle$ 和产额减

小。

图 4(c)绘出了对于图 2 的最佳聚爆极为重要的 $T_i\sim\rho$ 绝热线。下面的曲线表示图 4(a) 质量层的演变；上面的曲线追踪靶球中心区的条件。质量层被激波压缩至≈0.84克/厘米³，温度为 1 电子伏。接着按 $T\sim\rho^{2/3}$ 绝热线变化直至 $\rho>2\times10^3$ 克/厘米³。当产额开始出现并达 $Y_R=0.01$ 时，质层是高度简并的，$\rho=3.6\times10^3$克/厘米³，而温度仅为 0.25 千电子伏。中心区有更强的会聚激波，使它压缩近 30 倍至 6克/厘米³，并达到近 4 千电子伏的高温。接着激光关闭，第一个激波到达中心，由于传导冷却使温度降至 2 千电子伏。之后，其余的激波在中心会合，使中心区压缩至 $\rho=2\times10^3$ 克/厘米³，温度达5千电子伏。在聚爆的最后阶段，热核燃烧使中心区温度上升至 7.5 千电子伏 ($Y_R=0.01$)。然后级联加热使被约束的中心区的温度升至 65千电子伏。这时最佳产额($Y_R=33.6$)的大部分是在这时释放出来的，质量层和中心区已膨胀至 150 克/厘米³。

图 4(b) 给出对于失调脉冲的响应。当 $\dot{E}_0=3\times10^9$ 瓦时，第一个激波使中心区加热至 300 电子伏。最早的一些激波过早地到达，因而紧接着发生膨胀，使温度降低至 30 电子伏。在激光关闭后，质量层和中心都压缩至 15×10^3克/厘米³。然而，由于中心处的温度仅达 1.8 千电子伏，故不能点火，其产额很低可忽略不计。另一方面，若 $\dot{E}_0$ 太低，$\dot{E}_0=1.5\times10^9$ 瓦，第一个激波使中心区直接加热到 15 千电子伏，密度为 $\rho=0.84$克/厘米³。随后，中心区的压缩近于等温过程（由于在 15 千电子伏以上有好的热导）。第一个激波被反射后，当 $Y_R=0.01$ 时，中心区温度为 20 千电子伏并重新被压缩。这样高的中心温度，使质量层及中心区可能达到的最大密度限于 1.2×10^3克/厘米³，由于所能达到的$\langle\rho R\rangle$很低（此时 $\langle\rho R\rangle$ 值为 1.20，而用最佳脉冲可达 2.09），其约束时间仅足够让质量层的温度在膨胀前上升至 12 千电子伏，使产额 Y_R 限于 5.64。

E. 热输运和热流限制

电子热导将激光能由临界密度面输运到消融面。在临界面附近，电子几乎是无碰撞的。在文献[14]中已经进行了无碰撞热导的模拟计算。指出，若总的电子密度为 n，则输运能流 q（瓦/厘米²）需要的热电子速度的最小峰值 v_h 由下式给出：

$$\left.\frac{q}{\frac{1}{2}nm_e v_h^3}\right|_{\text{最大}}=0.0625. \tag{10a}$$

这里假设几何结构是一维平面的，输运是稳态的，用几乎平的热和冷的分布函数可有最小的 v_h，这时有 $v_h=(3kT_h/m_e)^{1/2}$，而 $T_h=2T_e$，此式把热电子温度与平均温度联系起来。若 (10a) 式用 T_e 来表示，并将它修正使其包括三维能流，上式就变为

$$q|_{\text{最大}}=\beta\frac{n\bar{c}}{4}\left(\frac{3kT_e}{2}\right), \tag{10b}$$

式中

$$\bar{c}=\left(\frac{8}{\pi}\frac{kT_e}{m_e}\right)^{1/2},$$

而 $\beta\simeq1.0$，这与文献[15]的工作一致。这也是利弗莫尔 LASNEX [2,6] 计算机模拟编码

中所采用的热流限制。若激光产生的分布是稳定的但非最佳的，（10b）式就告诉我们 T_h 高于最小值，$\beta<1$。另外一种情况是分布可能是不稳定的[16]，例如，由于存在很弱的热电子流，即 $n_h/n\ll1$，因而有长的增长时间，于是 $\beta>1$。

在通量限制的情况下，由（10b）式知在临界面处峰值激光功率遵守 $q(t_l)\sim n_c T_c^{3/2}$。我们研究了不同波长 λ 下的一系列最佳聚爆。峰值强度有 $q(t_l)\sim\dot{E}(t_l)/R_C^2$。在喷出区有 $n\sim R^{-3}$，临界密度遵守 $n_c\sim\lambda^{-2}$，模拟计算可给出唯象规律 $\dot{E}(t_l,\lambda)\sim\lambda^r$ 中的 r。这样，冕区温度将按下式增长：

$$T_c\sim(q/n_c)^{2/3}\sim\left(\frac{\dot{E}(t_l,\lambda)}{n_c R_C^2}\right)^{2/3}\sim\lambda^{2/3\left(\frac{2}{3}+r\right)}. \tag{11a}$$

在节Ⅱ中我们将看到，在典型情况下 $r\simeq-0.2$，因而 $T_c\sim\lambda^{0.3}$。这样，当波长由1.06微米变到10.6微米时，冕区温度可增加2倍。类似地，当固定 λ 取不同的靶球质量时，$R_c\sim m^{1/3}$，这样有

$$T_c\sim q^{2/3}\sim\left(\frac{\dot{E}(t_l,m)}{R_C^2}\right)^{2/3}\sim m^{2/3(S-2/3)}. \tag{11b}$$

在此式中 $\dot{E}(t_l,m)\sim m^s$ 可由聚爆计算导出。事实上，我们发现 $S=0.36$，因而 $T_c\sim m^{-0.2}$。这样，当靶球质量由 $m=7.5$ 微克变到250微克时，冕区的温度降低2倍。

在低的能流下，经典热导是精确的，为了平滑地引入高能流下的热流限制，在我们的模拟编码中取替代

$$\left(K_e\frac{\partial T_e}{\partial r}\right)^{-1}\rightarrow\left(K_e\frac{\partial T_e}{\partial r}\right)^{-1}+\left[\frac{\beta n\bar{c}}{4}\left(\frac{3}{2}kT_e\right)\right]^{-1} \tag{12}$$

[这是文献[7]中的公式（B-2b）]。

在图2中的最后四幅图给出对于 $\beta=1$，靶球质量为7.5微克时的最佳聚爆。为了使产额保持其最佳值，必须重新把激光脉冲选取为 $\dot{E}_0=2.65\times10^8$ 瓦，并把输入能量提高至7.5千焦耳。因此，热流限制使最佳产额比减至21.5。此外，当 $\beta\to\infty$ 时，在临界面处的冕区温度是12.3千电子伏，当 $\beta=1$ 时，冕区温度提高至48千电子伏。T_e 的曲线在临界面附近出现一个高区。其余的聚爆现象与 $\beta\to\infty$ 时相同。较高的输入能量可维持较高的冕区温度。增加 $\dot{E}_0$ 而使中间的激波有合适的同步，随着热流限制使临界面到消融面的比能量输运速率的减慢而使激波延迟。

用能流限制可给出超热电子输运效应的初步估计。一般来说，在 $\lambda=10.6$ 微米时，对于 $\beta=1$ 和 $\beta\to\infty$ 所计算的结果间没有什么不同，这是使人鼓舞的。另一方面，热流限制的扩散不能描述冕区所产生的超热电子对靶心的预加热[17]，并且也没有考虑与电子角动量相联系的几何效应[18]，这种效应在冕区是重要的，对靶心可能没有影响。此外，由于离子和磁场起伏及由于激光能量沉积本身与时间有关，因而引起各种等离子体不稳定效应，在任何扩散输运处理范围内可能都没给予考虑。为了精确地描述这些效应，要求用完全自洽的动力学输运模型。关于与热电子相联系的问题，暂时可采用下述方法简化：对于更为短的波长和更大的靶球，将冕区温度的定标规律(11)式取平均。

Ⅱ. 数值研究结果

完整的最佳流体-燃烧序列是极为复杂的，这就激励人们广泛使用大规模的模拟模型来代替直接的数学分析。为了完成目前所给出的结果，需要进行1000次以上的运算，用CDC 7600 CPU计算机，每次运算需5分多钟。大量的运算序列构成计算机实验。根据这些实验，我们试图寻求主要的物理机制和定标规律，这里对于可能的数据，或至少对于有规律的可靠数据有待于进一步加以解释。因此，所得到的数据曲线是目前对于最佳聚爆问题所能作的最能使人信服的解答。在相当长一段时间内，计算机实验可能是激光聚变的主要理论工作，这使我们只能根据这种计算机模拟来提出所推测到的许多未来的结果。特别是随着近来美国原子能委员会的解密，我们可预期对高 Z 材料靶丸将会有很多技术讨论（见附录B）。相对于本文所给出的均匀DT球的结果，可以估计这种新靶丸的唯象理论及性能。

在节ⅡA—C中研究靶丸预燃烧条件及燃烧性能对脉冲整形、能量及峰值功率变化的响应。我们指出，通过适当地选择 $\dot{E}_0$，可以得到激波坍塌的温度。我们发现激光峰值功率使 $\langle\rho R\rangle$ 有一个可达到的最大值。我们指出，虽然有一半的激光能量必须在激光脉冲最后的300微微秒时间内发射，但脉冲的全长必须超过4毫微秒，以便使早期的激波能的产生高的压缩。实际上，在最佳脉冲中所选取的最好的指数 P 值很接近其导出值1.9。假如热流限制 $\beta=1$ 占优势，对于DT靶球，最优性能是用长的激光波长（10.6微米优于1.06微米），但若热流限制是严重的，$\beta\leqslant0.25$，就可能达不到高压缩。在节Ⅱ中研究靶球质量的唯象定标。指出，当我们采用更大的靶丸时，由于回避简并效应并引入传播的燃烧波，会导致性能逐渐变好。

A. 对 $\dot{E}_0$，$E(t_l)$ 和 $\dot{E}(t_l)$ 的依赖关系

图5(a)是由大量计算所得到的结果，它表明靶球响应随最佳脉冲(1c)的 $\dot{E}_0$ 和 $E(t_l)$ 的变化而改变。其结果是对于7.5微克靶球，用 CO_2 激光辐射，其能量为2.5，5.3和12千焦耳，$P=1.875$，$\tau=12.5$，$\beta\to\infty$。图中收集了许多数据，将它们一起示出是有益的。首先，我们给出输入能量为12和5.3千焦耳时所得到的产额比。输入能量为2.5千焦耳时的产额可忽略不计。然后我们给出三种输入能量下所达到的最大中心密度 $\rho(0)$，并画出5.3千焦耳情况下的 $\langle\rho R\rangle$ 图：显然它跟随 $\rho(0)$ 曲线。最后，我们还包括了中心的离子温度 $T(0)$，它们是对脉冲“调谐”的极为有用的诊断。对于12和5.3千焦耳，我们给出释放出53焦耳能量时所得到的 $T(0)$（这相应于5.3千焦耳时的 $Y_R=0.01$，我们发现这是最佳的）。当 $\dot{E}_0$ 超过 2.2×10^8 瓦时，燃烧实际上停止，因此，此处我们给出聚爆中所达到的最大的 $T(0)$。类似地，我们给出了在2.5千焦耳聚爆情况下所记录的最大的 $T(0)$。

输入能量为5.3千焦耳时，$T(0)$ 从 $\dot{E}_0=1.5\times10^8$ 瓦的20千电子伏变到 $\dot{E}_0=3\times10^8$ 瓦的1.2千电子伏。对于最大产额的 $\dot{E}_0$，中心温度为6.6千电子伏，其产额比缓慢上升至中心温度为6.6千电子伏时的最大值33.6，然后急速下降。我们观察到靠近最佳产额

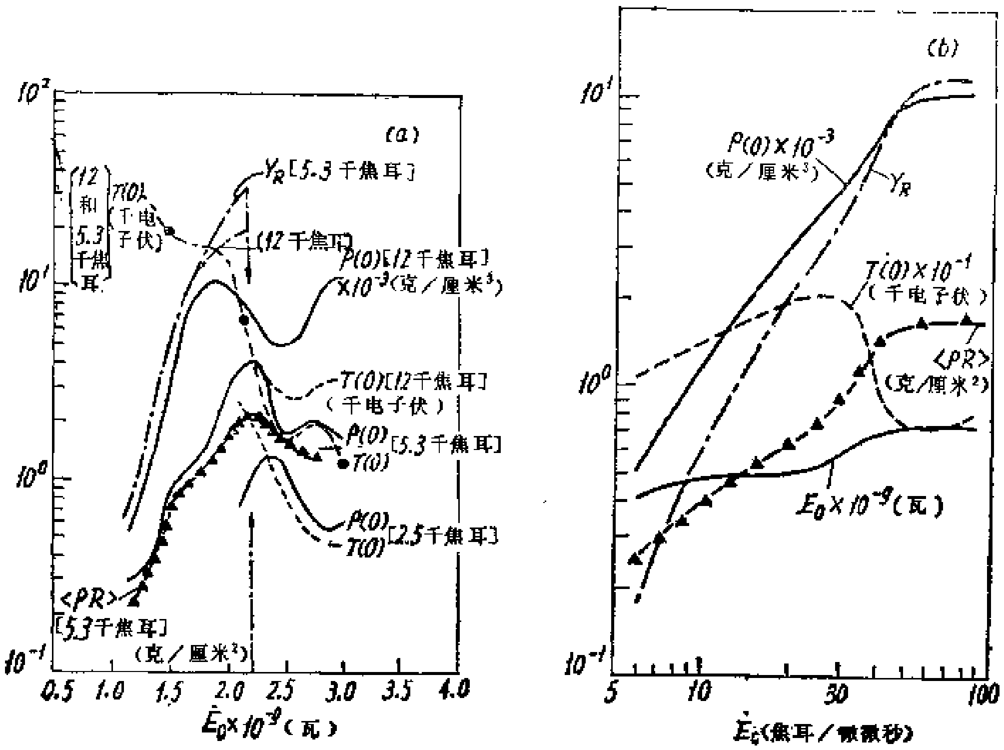


图 5

(a) 在 7.5 微克靶球中，选取不同的 $\dot{E}_0$ 和 $E(t_l)$ 时靶丸条件。(b) 在 7.5 微克靶球中靶丸条件对最佳脉冲峰值尖顶功率 $\dot{E}_c$ 的响应。

点，$\rho(0)$ 和 $\langle\rho R\rangle$ 具有最大值。靶丸对最佳调谐的响应在节 Ⅱ B-D 中做了仔细地研究。图 3(b) 表明在 6.6 千电子伏以下，传播燃烧效率急速下降。我们得出结论：最佳调谐可以最有效地利用传播燃烧。

当输入能量为 12 千焦耳时，除了在 6.5 千电子伏以下其产额可忽略外，我们得到相同的 $T(0)$ 关系。一般来说，$\rho(0)$ 值要比 5.3 千焦耳时要高。在最大密度处 $T(0)$ 为 16 千电子伏。所产生绝对产额有些增加，但输入能量的增加要比 Y_R 下降更大。另外，输入能量为 2.5 千焦耳时，对于高于 0.65 的 $\langle\rho R\rangle$，$T(0)$ 总是低于 3 千电子伏。在最大密度处，$\langle\rho R\rangle$ 仅为 0.88，在此处的 $T(0)$ 为 1.2 千电子伏，不存在点火，其产额可忽略。

一般来说，当输入能量增加时，在给出最大 $\langle\rho R\rangle$ 的 $\dot{E}_0$ 点，$T(0)$ 也增加。更精确的计算是，最佳的 $E(t_l)$ 值为 5.3 千焦耳±10%。我们得出结论：为了达到完全最佳调谐，必须给出刚好足够的能量，使得最大的 $\langle\rho R\rangle$ 恰好处于图 3(b) 上中心点火曲线 $M_c(T_\lambda)$ 的弯角处 6.5 千电子伏之上。

这样，在最佳聚爆中 $\dot{E}_0$ 控制着可达到的中心温度，而压缩与所供给的能量有关。然而能量又直接与最佳脉冲的峰值功率有关［见式(2)］，因而尚不能直接看出对压缩最重要的是 $E(t_l)$ 还是 $\dot{E}(t_l)$、图 5(b) 绘出了峰值功率作为控制参量的曲线。它给出用 700 焦耳 CO_2 激光 ($\beta\rightarrow\infty$)，其能量按 (1c) 沉积（仍用 $\tau=12.5$ 毫微秒和 $P=1.875$）直至达到尖顶速率 $\dot{E}_c$ 为止的 0.7 微克靶球的性能。此后，供给能量的速率为 $\dot{E}_c$，直至全部 700 焦耳都释放出为止。此图画出了对于各种 $\dot{E}_c$，在最佳 $\dot{E}_0$ 处的靶丸条件。若不用所强

加的尖顶值，在激光刚刚关闭之前，峰值功率是 85 焦耳/微微秒（8.5×10^{13} 瓦），则 $Y_R=13.2$，$\dot{E}_0=7\times10^7$ 瓦。在 $\dot{E}_c=45$ 焦耳/微微秒时，产额稍微降低。尖顶功率再减小产额迅速降低。得失相当时，要求 $\dot{E}_c>12$ 焦耳/微微秒。$\dot{E}_c$ 由 15 焦耳/微微秒变到 25 焦耳/微微秒时，为了补偿所损失的 $\langle\rho R\rangle$，对 $\dot{E}_0$ 作最佳调谐，以使中心峰值温度升高到 21 千电子伏〔当不存在级联加热时，这给出最好的燃烧率(4)〕。用更低的 $\dot{E}_c$ 时，更高的 $T(0)$ 难以达到。若用强加的尖顶功率，就不会因增加 $E(t_i)$ 而使性能有所改善。其实这并不奇怪，因为在前面(1) 的讨论指出，在给定时刻所能达到的密度与瞬时功率成比例。

B. 时间标度 τ

到目前为止，我们所给出的结果都是对于固定的时间标度 τ 的。图 6 给出最佳性能如何随 τ 变化。我们仍然研究 7.5 微克靶球，$\rho=1.875$，$\lambda=10.6$ 微米($\beta\to\infty$)，$E(t_i)=5.3$千焦耳。对于每个 τ 调谐 $\dot{E}_0$ 来确定最大的 Y_R，与相应的靶丸条件一起画出了乘积 $\dot{E}_0\tau^p$。

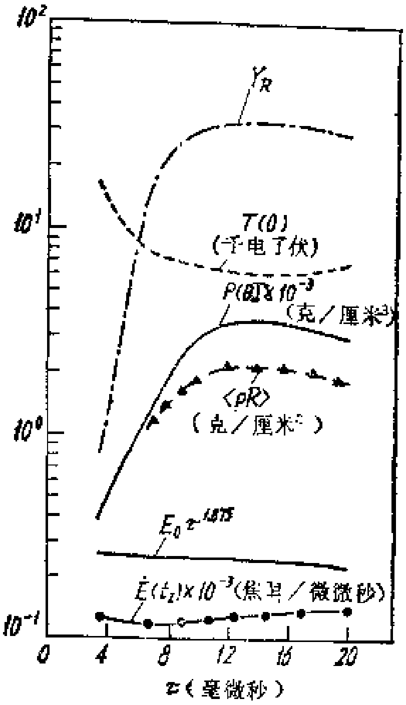


图 6 7.5 微克靶球最佳性能特征与时间标度 τ 的关系

在靠近 $\tau=15$ 毫微秒时，产额比具有一个宽的最大值。当 τ 低于 8 毫微秒时，Y_R 很快下降，而当 τ 接近 20 毫微秒时 Y_R 缓慢下降。在 τ 的整个范围内，$\dot{E}_0\tau^p$ 几乎是常数。这是重要的，因为它告诉我们，对于不同 τ 值的所有最佳化曲线实际上是对早期时间具有不同扩展的相同曲线。为了看出这种联系，我们考虑如下：假设我们已经找到给定 τ 的最佳脉冲，并且我们使激光能量按照这个曲线沉积，但是具有新的起始时刻 $t_i<\tau$。于是新的沉积规律是

$$\dot{E}(t)=\dot{E}\left(1-\frac{t+t_1}{\tau}\right)^{-p}=\frac{\dot{E}_0\tau^p}{(\tau-t_1)^p}\left(1-\frac{t}{\tau-t_1}\right)^{-p} \tag{13a}$$

$$=\dot{E}'_0(1-t/\tau')^{-p}, \tag{13b}$$

而 $t'=\tau-t_1$，$\dot{E}'_0=\dot{E}_0(\tau/\tau')^p$。

假如观察到定标规律：

$$\dot{E}_0\tau^p=\text{常数}, \tag{13c}$$

那么新的起始点处于原来脉冲的延伸部分上。图6的结果遵守这一规律，因而它们都在7.5微克，$p=1.875$ 的那条最佳曲线上。

在图1，$p=1.875$ 的整形脉冲中，前6毫微秒内仅沉积23焦耳能量。我们也许可以选择在 $t_1=6$ 毫微秒时开始沉积能量以减轻激光时间整形的要求。然而图6指出早期的沉积是很重要的，因为若 τ 减小至 $\tau'=6.5$ 毫微秒时，产额由33.6减小至13。激光脉冲的前面部分是必需的，它产生弱的激波以缓冲最后的激波坍塌。若 τ 太短，在此它小于8毫微秒，前面的激波本身太强，会引起过大的预热。另外，对于 $\tau<5$ 毫微秒，为了能发射会聚激波，$\dot{E}_0$ 必须很强以致热波波前能烧穿它所维持的消融面。这样，在图6中 $\tau=3.1$ 毫微秒时，$T(0)$ 上升至18千电子伏。随着 τ 增至12毫微秒，由于减小了这种预热而使 $\rho(0)$ 和 $\langle\rho R\rangle$ 得到改善。另一方面，如果 τ 增至20毫微秒，其性能变坏。这是由于在这种情况下，最早的激波有足够的时间在主坍塌的激波包迹未到达之前已从原点反射并已稍微离开了原点。

C. P、λ 和 β 关系

图7(a)确定了对于指数 p 可选取的界限。这些仍是对于7.5微克靶球在所使用的条件下的计算结果。最好的 Y_R 是在 $p=1.9$ 时。应指出的是这与Kidder的数值结果所用的 p 值一致。在 $1.85<p<1.95$ 范围内，产额下降小于10%；在 $1.68<p<2.1$ 范围内，产额下降小于30%。当 $p<1.68$ 时，Y_R 急速下降，$p>1.9$ 时 Y_R 仍逐渐下降。当 $p=1.62$ 和2.3时，产额比通过 $Y_R=1$ 值。所选取的最佳的 $\dot{E}_0$ 随 p 的增大而指数下降。对于小的 p，过高预热使性能损坏；在大的 p 时，激波时间同步无法选择以致对于 $T(0)>6$ 千电子伏，很难获得好的 $\langle\rho R\rangle$。

在图7(b、c)给出了燃烧性能与激光波长的函数关系。这仍是对于所用的7.5微克的靶球。我们给出了 $\beta\to\infty$（无热流限制）和 $\beta=1$[见图11(b)]两种情况下的 Y_R，冕区温度 T_c 和最佳脉冲参量。当 $\lambda>10.6$ 微米时，我们预计会出现热电子问题；当 $\lambda\lesssim0.13$ 微米时，激光完全穿入未压缩的DT靶。我们看到，在 $\beta=1$ 时，最长的波长给出最好的性能。随着波长 λ 的减小，激光能量沉积的深度变得更深。为了获得好的 $\langle\rho R\rangle$ 就需要增加 $\dot{E}(t_1)$ 和 $E(t_1)$，但对于最佳的 Y_R，$\langle\rho R\rangle$ 仍要降低。对于 $\beta\to1$，一直至 $\lambda=1.06$ 微米，调谐的最佳的 $\dot{E}_0$ 值都为常数，再降低 λ，$\dot{E}_0$ 开始减小。在 $\beta\to\infty$ 和 $\beta=0$ 之间，产额比之差在2微米以下消失，而冕区温度差在0.5微米以下消失。

图7(d)给出了在 CO_2 激光作用下，$1/\beta=0\to4$ 时7.5微克靶球的最佳性能。若所要求的值是 $\beta=1$，则产额比由 $Y_R=33.6$ 降至21.5；另外所要求的最佳能量由5.3千焦耳

升至 7.5 千焦耳，T_c 由 13 千电子伏升至 48 千电子伏。额外的输入能量大部分储存在冕区，使它的温度升高。若 $\beta=0.25$，Y_R 就降至 0.8。随着 β 的进一步减小，其性能继续按指数规律下降。卡尔哈姆（Culham）通过文献[20]已经得到了类似结果。

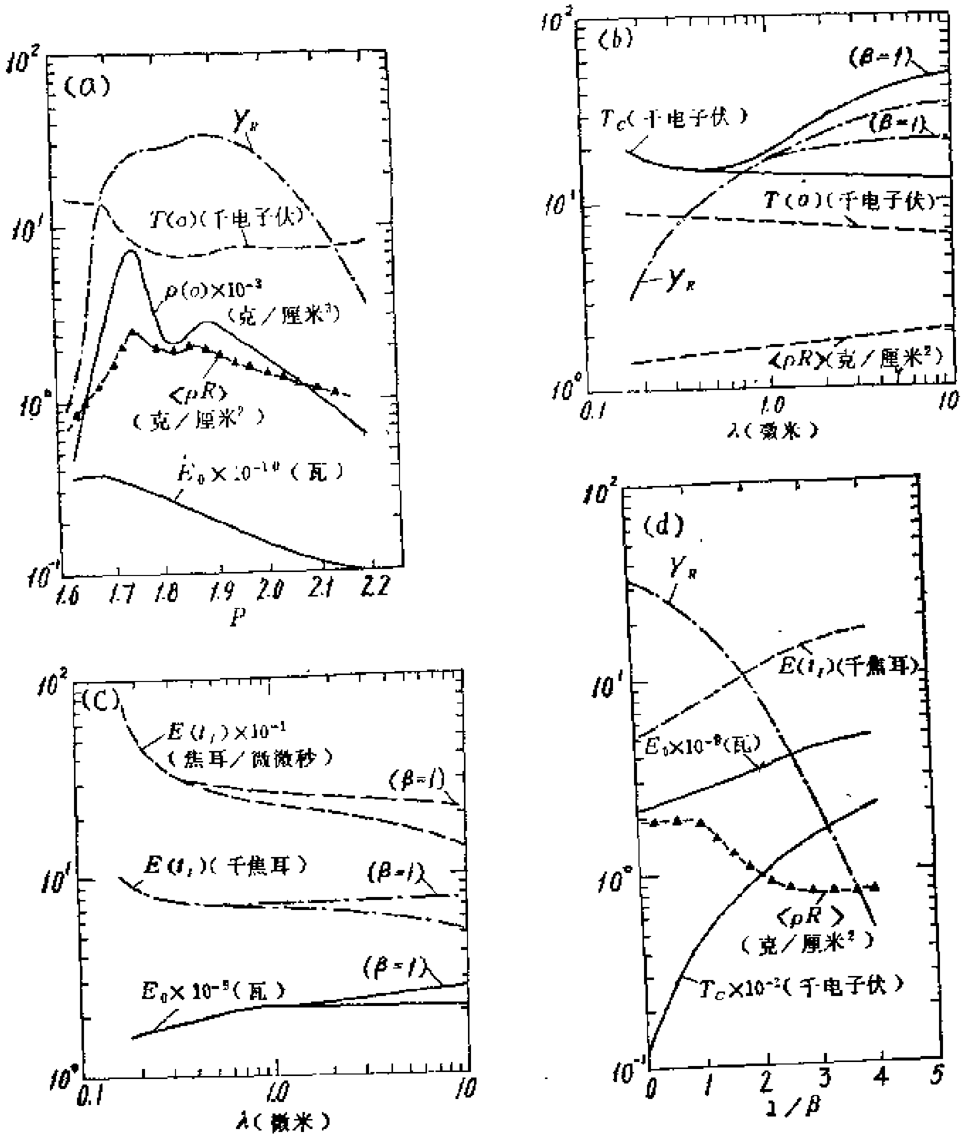


图 7　最佳性能和激光脉冲参量与下列参量的关系

(a) 脉冲指数 p，(b) 和 (c) 激光波长，(d) 热流限制程度 $1/\beta$ 的关系。

D. 对质量的依赖关系

在图 8 和表 I 给出了最佳脉冲参量及靶丸条件对质量的依赖关系。所给出的结果是对于 $p=1.875$，$\lambda=10.6$ 微米并且主要是对于 $\beta\to\infty$ 的情况，虽然也给出了 $\beta=1$ 时的 Y_R 值。一般来说，对于 $\beta=1$，其性能没有什么降低，这一结论特别适用于具有较大质量的靶丸。我们进行了三种方式的最佳化。对于每一质量的靶丸，我们固定 τ，改变 $\dot{E}_0$ 和 $E(t_1)$〔如图 5(a)那样〕。然后对于一些 τ 值重复调谐过程，选出最好的结果。我们通过寻找 $E(t_1)$ 和 τ 对总质量的平缓依赖关系来简化这个工作，但这样做使我们的结果有少许局限性。

对于不同的质量，为了保持〈ρR〉固定，其密度必须按下式变化：

$$\rho(0) \sim \langle \rho R \rangle^{3/2} / m^{1/2} \text{。} \tag{14}$$

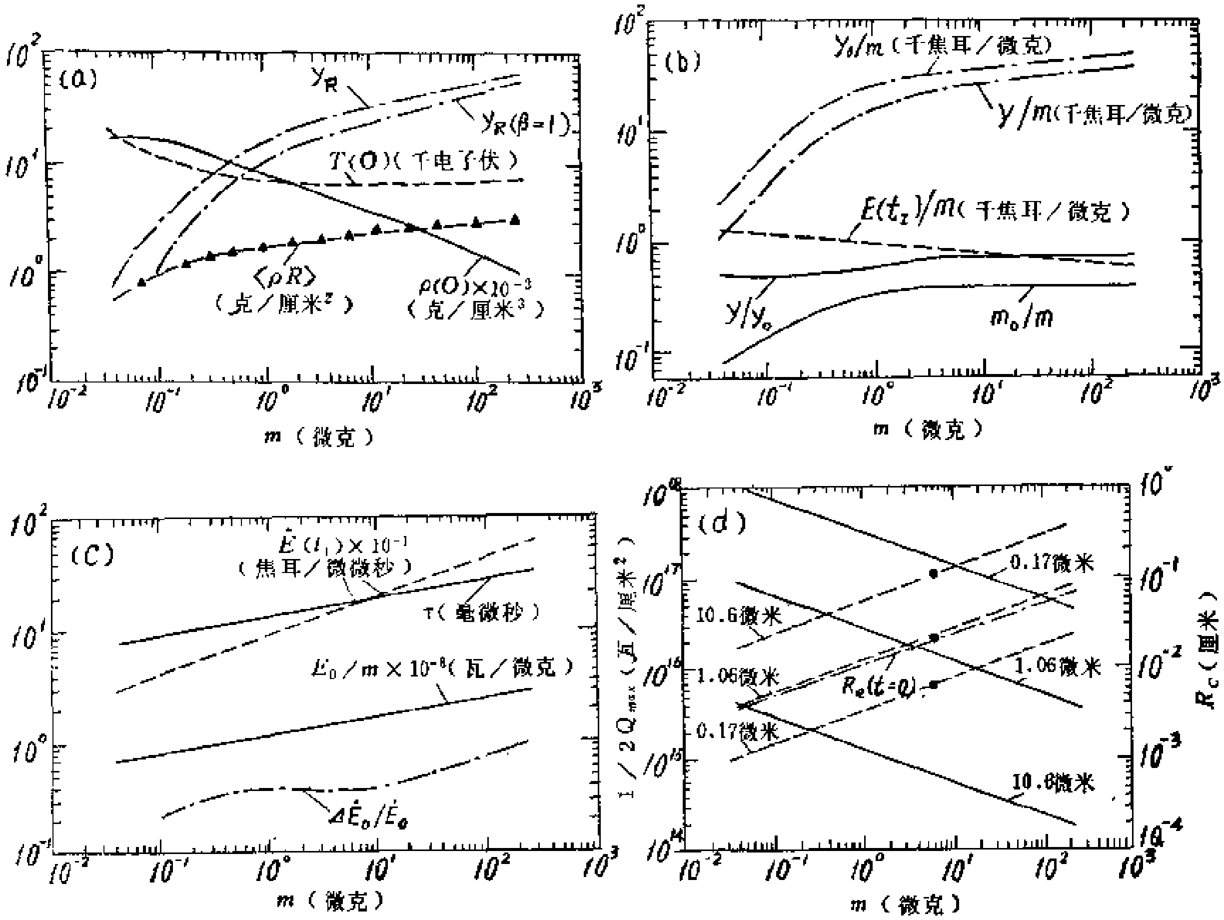


图 8　对质量的依赖关系

(*a*) 和 (*b*) 最佳靶丸性能，(*c*) 最佳脉冲参量，(*d*) 在各种波长下半强度 $\frac{1}{2}Q_{最大}$ 和临界半径 R_c，及靶丸初始边缘半径 $R_e(t=0)$。

表 I　$P=1.875$ 时最佳靶丸性能和脉冲参量与质量的关系

表 I (a)

m（微克）	Y_R	Y_R ($\beta=1$)	$\rho(0)$（克/厘米³）	$\langle\rho R\rangle$（克/厘米²）	$T(0)$ 千电子伏	Re ($t=0$)
0.04	0.9	…	1.60×10^4	0.58	19.5	35
0.11	3.0	1.2	1.70×10^4	1.03	11.9	50
0.27	7.2	3.8	1.31×10^4	1.35	8.6	67
0.70	13.3	8.7	9.5×10^3	1.75	7.5	92
7.5	33.6	22.0	4.3×10^3	2.38	6.6	203
22.0	39.0	29.0	3.0×10^3	2.65	6.9	291
58.0	49.0	38.0	2.1×10^3	2.94	7.3	402
250.0	65.0	55.0	1.03×10^3	3.10	7.4	654

表 I (b)

m (微克)	$E(t_f)$ (千焦耳)	τ (毫微秒)	$\dot{E}_0$ (瓦)	$\dfrac{\Delta E_0}{\dot{E}_r}$	$E(t_f)$ (焦耳/微微秒)	R_f (10.6) (微米)	R_c (1.06) (微米)
0.04	0.05	8.0	2.7×10^6	…	29	167	37
0.11	0.129	9.3	9.5×10^6	0.23	42	240	54
0.27	0.292	10.7	2.6×10^7	0.34	59	320	73
0.70	0.700	12.3	7.3×10^7	0.38	82	460	101
7.5[b]	6.0	17.0	1.2×10^9	0.38	175	1080	230
22.0	15.8	21.0	4.0×10^9	0.47	250	1570	340
58.0	41.0	24.0	1.23×10^{10}	0.62	345	2200	480
250.00	155	30.0	6.4×10^{10}	0.95	560	3700	800
7.5*	5.3	12.5	2.15×10^9	0.38	140	1080	230

* 用 $\tau=12.5$ 毫微秒，图 2 的结果要求的输入能量小于 b 的数值。b 中的 τ 遵守定标规律 $\tau\sim m^{1/6}$。

一般来说，对于有效的传播燃烧，要求$\langle\rho R\rangle\lesssim2$，或者至少能达到共益加热条件$\langle\rho R\rangle\lesssim1$。然而，对于小质量的靶，为了使$\langle\rho R\rangle\lesssim1$ 或 2，必须使密度很大，以致(a) α 粒子射程变得太长，不能发生有效的级联加热[见文献[7]中图 1(a)]，(b) 大的简并内能抵消了由于传播燃烧而产生的产额倍增。这样，图 8(a)指出，当$\langle\rho R\rangle=0.6$，$\rho(0)=1.6\times10^4$克/厘米^{3}时，靶的最佳质量是 40 毫微克，这时调谐 $\dot{E}_0$ 使 $T(0)$达到 21 千电子伏。这个温度是不存在级联加热和传播燃烧时的最好温度。要达到 $\langle\rho R\rangle=2$，将要求进一步压缩至 $\rho(0)=8\times10^4$克/厘米^3。

用较大质量的靶，容易获得好的 $\langle\rho R\rangle$，但要求过高的输入能量。当靶丸质量为 250 微克时，仅用 $\rho=1.03\times10^3$克/厘米^{3}就能得到$\langle\rho R\rangle=3.1$，但必须供给 150 千焦耳的能量。总之，最佳聚爆的靶丸仅显示出 $\langle\rho R\rangle$ 随质量缓慢增加，这是因为超出 $\langle\rho R\rangle\simeq2.5$ 对燃料耗损有严重的影响，即使用较大的惯性约束质量也不能使产额有任何增加。

在考虑各种靶丸设计时，很感兴趣的是质量压缩效率。我们采用下式来估计靶核质量：

$$m_0=\frac{4}{3}\pi\frac{\langle\rho R\rangle^3}{\rho^2(0)}\ (\text{微克})\ , \tag{15}$$

式中 $\langle\rho R\rangle$ 和 $\rho(0)$用图 8(a)中的数据。所得到的比值 m_0/m 在图 8(b)中给出。当 $m>7.5$ 微克时，m_0/m 变成平的直线，其值为 0.4。这样，在大的最佳聚爆的 DT 靶球中，靶心由 40% 的靶球质量组成。基于 5(d、e)式，对于均匀加热的靶心，其产额为

$$Y_0=326\frac{m_0\langle\rho R\rangle}{[6.3+\langle\rho R\rangle]}(\text{千焦耳})\begin{cases}\langle\rho R\rangle>1,\\ T_i(\text{燃烧})>20\ \text{千电子伏}\end{cases} \tag{16}$$

在图 8(b)我们画出了 Y_0/m 曲线。根据完整的聚爆模拟，我们还给出了 $Y/m=Y_RE(t_l)/m$ 以及Y/Y_0比值。显然，当 $m>4$ 微克时，Y/Y_0 变成平的直线，其值为 0.75。因而通过最佳化，中心点火和传播燃烧从均匀加热的靶心大约可取出其产额的 75%。

靶球质量大于7.5微克时，最佳产额定标规律为$Y \sim m^{1.12}$。所要求的能量当$m=40$毫微克时，为1.23千焦耳/微克（此时简并效应最严重），当$m=250$微克时，下降至0.65千焦耳/微克（此时传播燃烧最有效）。能量定标规律为$E(t_l) \sim m^{0.95}$。把这些结果总括起来得到产额比定标规律为$Y_R=Y/E(t_l) \sim m^{0.19}$。

图8(c)给出了最佳的时间标度：当$m=40$毫微克时，$\tau=8$毫微秒，$m=250$微克时变为$\tau=30$毫微秒。因此，$\tau \sim m^{1/6} \sim R_c^{1/2}(t=0)$。若$\tau$太短，靶的性能就很快下降。这与图6所给出的结果一致。我们发现在所研究的整个质量范围内，为了获得好的性能，12.5毫微秒的时间标度是足够的，但是，例如，当$m=250$微克，而τ由30毫微秒减小至12.5毫微秒时，Y_R由65降至38。

在$m=7.5$微克时，与整个质量定标规律相一致的$E(t_l)$和τ值分别为6千焦耳和17.1毫微秒。为了得到最佳的Y_R'，这些参量要求$\dot{E}_0=1.13\times10^9$瓦。对于这些值，靶丸的$\langle\rho R\rangle$由2.09[图2和5(a)，这与整个质量定标规律偏离]变为2.38，但最佳产额比不变，仍为33.6。

我们发现，当$\tau \sim m^{1/6}$时，初始脉冲最佳功率遵守如下定标规律：

$$\dot{E}_0 \sim m^q, \quad q=1.15. \tag{17}$$

文献[3]发现，用$p=2$，τ固定为20毫微秒时，$q=1.5$。(17)式的不严格的证明如下：假设最佳的初始功率发出的第一个激波遵守$\dot{E}_0 \sim pv_sR^2$ $(t=0)$。激波速度v_s和流体速度v_0的变化规律为$v_s \sim v_0 \sim (p/\rho_0)^{1/2}$，$\rho_0$为固体DT密度，为一常数，因而$p \sim v_0^2$及$\dot{E}_0 \sim v_0^3R^2$。用合适的同步有$v_0 \sim R/t$，而$R \sim m^{1/3}$，$\tau \sim m^{1/6}$。于是得到$\dot{E}_0 \sim R^5/\tau^3 \sim m^{5/3}/m^{1/2} \sim m^{1.15}$，这与观察的结果一致。这里要强调的是，对所有质量进行最佳调谐时都应使第一个激波在$t=\tau$时到达原点。我们还看到，质量越大，第一个激波越强，这是由于质量越大，越需要较大的压力（$p_0 \sim \rho_0 v_0^2 \sim R_0^2/\tau^2 \sim m^{0.33}$）来形成激波。

图8(c)中的$\Delta\dot{E}_0/E_0$曲线给出了$\dot{E}_0$值高于最佳点附近的$\dot{E}$值范围，在此范围内，对于每一质量都得到$Y_R>1$。显然，质量越大，对调谐的要求越不严格，以致用250微克的靶丸时，可允许$\dot{E}_0$有100%以上的偏差。在低质量下，用实心球作靶所允许的偏差要比文献〈3〉中所讨论的球壳大得多。用2.7微克的实心球（吸收2.4焦耳）的允许$\dot{E}_0$偏差40%以上，而对于文献[3]中有相同质量的球壳，只允许30%的偏差。

当$m=40$毫微克时，峰值输入功率为29千焦耳/微微秒；而当$m=250$微克时它变为550焦耳/微微秒。因此，定标规律为$\dot{E}(t_l) \sim m^{0.36}$，当用(17)式及$\tau \sim m^{1/6}$时，这正是(3)式所要求的关系。

图8(d)给出了在峰值功率$\dot{E}(t_l)$时，所计算的临界半径R_c的位置。图中还给出了初始靶丸半径做为参考，例如对于250微克的靶球，其初始半径为654微米，当终端的CO_2激光释放时，其R_c膨胀至3700微米。1.06微米和0.17微米的R_c曲线是由CO_2激光的结果导出的，其方法是利用由模拟计算所得到的规律：最佳聚爆球的密度按照R^{-3}规律下降，而与沉积能量的波长基本上无关。图中的点，表示对于7.5微克的球根据图7(b)和(c)中与波长λ的关系所算出的临界半径，这个结果支持我们的定标规则。

我们还画出了临界半径处的峰值半强度$1/2Q_{最大}=\dot{E}(t_l)/8\pi R_c^2$，这是对于最佳的$CO_2$激光聚爆所算出的结果，并且还给出了更短波长时，所标出的半强度（由CO_2峰值功率和

所算出的 R_i值）。在热输运的经典计算中的半强度很接近节 11.E 中所用的 q 值。因为从经典观点来看，仅有一半终端输入能量由临界面流入靶心。应注意到，对于质量最小的靶丸，0.17 微米波长的聚爆可能要求极为高的峰值强度，例如，质量为 40 毫微克时，要求峰值强度 10^{18}瓦。我们还看到，用较大质量的靶时，临界面面积的增加，因而对功率的要求降低，以致 $1/2Q_{最大}\sim q\sim m^{-0.30}$，如（11$b$）式所指明的那样。因此，在目前能得到的激光系统的能量限制下，用最小的峰值强度，会减小热电子的产生，故希望尽可能使用最重的靶球。

Ⅳ. 结　　论

我们已经给出了最佳聚爆DT球的流体动力学和热核燃烧的计算机计算的详细结果。我们指出了在燃烧之前，靶心的条件如何受激光脉冲波形参数的影响。借助于我们对于燃烧的早期研究结果，把燃烧性能与靶球的这些条件联系起来。为了获得超过得失相当的产额，要求相当精确的脉冲波形。为了使靶丸最佳聚爆，要求高峰值的激光功率，这会产生超热电子。可以预料到，由于超热电子的出现，将使燃烧性能下降。使用更大的靶丸，相应地要用更高的输入能量，这可能会减小超热电子的产生以及对精度的要求。

附录 A：编码的特点

利用朔伊尔(Scheuer)[2] 的自由-自由系数，我们计算了逆轫致辐射的能量吸收：

$$K_a=\frac{8\pi}{3}\frac{e^6Z^3\lambda^2n^2}{c^3(2\pi m_ekT_e)^{3/2}}(1-n/n_c)^{-1/2}(\ln\Lambda'-5\gamma). \qquad (A1)$$

式中临界密度 $n_c=\pi m_ec^2/e^2\lambda^2$，$\Lambda'=(8k^3T_e^3\lambda^2)/(\pi^2m_ec^2e^4Z^2)$，$\gamma$ 是欧拉常数，等于 0.577…。

在 ΔR 和质量为 Δm的计算网格中的电子经逆轫致辐射获得比能量的速率为

$$\dot{S}_{ei}=(1-e^{-K_a\Delta R})e^{-\Sigma K_a\Delta R}\dot{E}(t)/\Delta m. \qquad (A2a)$$

式中的求和 $\Sigma K_a\Delta R$ 是由靶球边缘取至恰好在临界密度外边的网格，$\dot{E}$（t）是激光功率（1c）。计算时假设所有剩下的能量都被反常吸收，并在 n 超过 n_c的第一个网格内全部转移给热电子，对于单位时间和单位质量，此值为

$$\dot{S}_{ea}=\exp(-\Sigma K_a)\Delta R\dot{E}(t)/\Delta m \qquad (A2b)$$

这两个速率加上比燃烧能重新沉积速率构成了文献[7]中（B2a）式的源项 $\dot{S}_e$。

利用锥形的网格划分来改善计算结果和计算效率。这样，初始时，在靶的中心和边缘的网格要比中间区域的网格细。在靶心处 $\Delta R/R_c(t=0)=5\times10^{-3}$，由中心向外相邻网格的尺寸以比例 $\Delta R_{m+1}/\Delta R_m=1.2$ 递增，在边缘处 $\Delta R/R_c(t=0)=1.3\times10^{-3}$，由边缘向里网格以比例 $\Delta R_{m-1}/\Delta R_m=1.053$ 递增。用这种方法总共划分了 81 个网格。对于 7.5 微克的靶，$R_c(t=0)=203$ 微米，在中心处，初始网格的宽度为 1.01 微米，在边缘处，网格的宽度为 0.28 微米，由中心算起第十一个网格最宽，宽度为 7.4 微米。

附录 B：靶的结构

设计各种各样结构的激光聚变靶实际上是目前最为活跃的研究课题。这些靶一般是由

球形的靶丸组成，它包含DT燃料及用其它材料建造的球壳，其内还附加（有时是高度非对称的）通常由低 Z 材料制造的结构。在激光和电子束点火的核聚变中使用一些由各种低 Z 和高 Z 材料组成的多层球壳靶，在洛斯·阿拉莫斯和利弗莫尔实验室已经对它进行了多年研究。已设计成非对称的外层结构（见文献[22]），可将一束或几束激光能量均匀地输运到聚爆靶球的表面上。在下述的讨论中，任何非对称的外部结构都可由靶球的低 Z 外层来描述，并假设照明是球形对称的。

在图9中给出了五种最简单的靶的设计。类型Ⅰ和Ⅱ已在正文及文献[2—4]中作了讨论。在类型Ⅲ靶中，外围的低 Z 材料通常是塑料，这可改善向高密度球壳表面热导的对称性以及在某些情况下可改善聚爆同步。这种靶或它的反对称等效靶在所有设计中尚未使用。

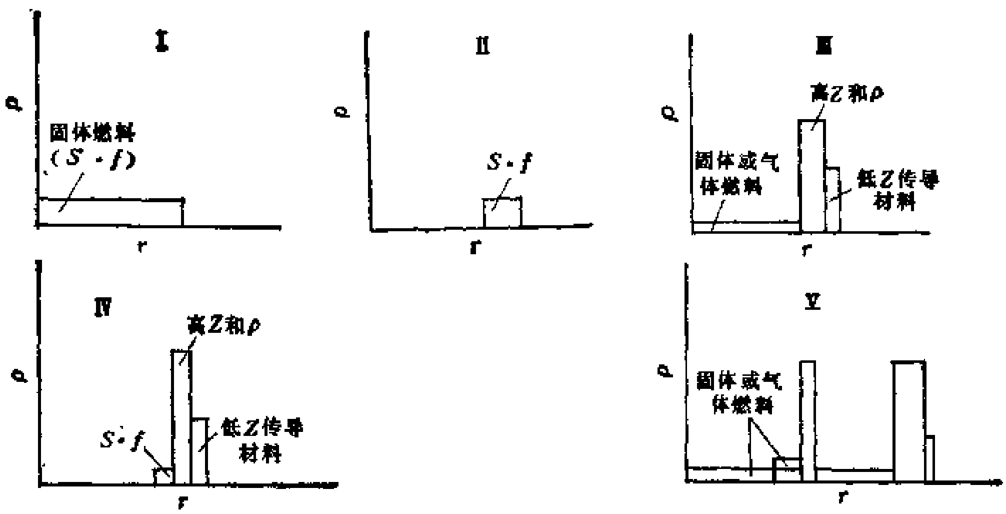


图9　五种类型激光聚变靶丸。

高 Z 和高 ρ 推进层-护持层球壳的优点是很多的。它可使结构坚固并且能在室温下容纳初始气体燃料。高 Z 材料对燃料能起屏蔽作用，使其免受超热电子预热[14,16]。较高的 Z 可使热导减少，这可以在其它条件都不变的情况下增加聚爆的能量密度而不烧穿球壳。对于给定的脉冲[通常比(1)式的最佳脉冲更简单]，可让球壳材料依次各层的 Z 和 ρ 逐渐增大，从而可调谐聚爆同步。具有较大纵横比（$R/\varDelta R$）的球壳，能够在整个较长的聚爆时间内把输入能积累为动能。这允许使用时间整形较差的较长的激光脉冲。由外部消融或由推进层爆炸所给予推进层球壳内层的动能通过压缩转移给燃料。当燃料压力超过球壳上的外部压力时，这是重要的。用较高的初始 ρ 时，有较低的比熵，当发生能量转移时，这导致压缩的球壳材料有较高的 ρ。在这时，较高的球壳 ρ 可改善能量转移，因此有利于压缩。或许最为重要的是：除了由于在靶丸外部消融压力所驱动的聚爆以外（如在正文中所详细讨论的），其初始密度大于燃料密度的推进层球壳有可能通过使整个靶的快速均匀加热，而使燃料聚爆。这时推进层不但向内而且也向外爆炸，与消融模型相比，这种模型不太有效但更为稳定。

为了获得好的燃烧性能，类型Ⅱ结构的靶要求使用好的整形脉冲，其原因与裸的实心靶球相同：如果燃料受到的初始冲击太强会妨碍依次增高的绝热压缩。从这个角度来看，

填充较低密度的气体会产生巨大的困难，因为比熵随着密度的减小而增加。在这种情况下，由于激波的作用，很难使燃料始终保持绝热状态（为了获得所需要的压缩，燃料必须处于绝热状态）。采用这种设计，点火温度要比所需的压缩容易达到得多。

对于类型Ⅳ的靶，燃料是一个涂在推进层球壳上的空心球壳（冷冻的DT冰或LiDT）。一般说来，这种靶明显地优于类型Ⅱ靶。空壳排除了类型Ⅱ靶对于脉冲整形的某些需要，例如，允许使用简单的倾斜脉冲[23]

$$\dot{E}(t)=\frac{(p+1)E(\tau)}{\tau}(t/\tau)^{p},\qquad 1<p<4,\qquad (B1)$$

甚至允许使用简单的高斯脉冲。其聚爆过程如下。

首先，激光脉冲前沿形成一个弱的激波通过推进层和燃料，由于激波扫过使其密度升高约4倍，而温度仅为几电子伏。然后，消融驱动的聚爆向内加速推进层球壳（除了已被消融的材料外），由于这种加速而使推进层和燃料受到进一步压缩。特别是，燃料因受有效重力作用而对推进层压缩，且具有指数密度分布。增加的加速度使燃料和推进层进一步被绝热压缩。球形会聚作用进一步压缩靶心，随着燃料接近原点，其压缩速率也增加。当燃料密度分布的尖峰达到原点时，在此处的密度和压力陡然上升并射出一个激波通过燃料。使燃料的密度和温度增加的这个激波，在原点和推进层之间经几次反射后变得可忽略不计。这个激波在反射过程中对燃料的压缩是绝热的和连续的，直至推进层的内表面被燃料压力所阻止。若推进层的比熵是低的，则这个最后压缩可使燃料密度增加约100倍。加速、会聚和两次激波作用可使压缩再增加100倍。因为聚爆燃料球壳的内边缘具有较低的密度，因而这一部分受到更强的冲击。因此所得到的压缩燃料球具有较热的中心。自然，由于热核燃烧中心点火会导致更大的能量效率。

例如，我们的“3T”编码计算预料到：密度为2.2克/厘米^3，壁厚为2.89微米，内半径为166微米的空心玻璃球壳，有85毫微克的DT冷冻在它的内壁上，如果用（B1）的倾斜脉冲，$p=3$，$\tau=1$毫微秒，能量$E(\tau)=1$千焦耳，激光波长为1.06微米，就可给出得失相当的产额。在最大压缩时，燃料-玻璃系统的总$\langle\rho R\rangle$是0.68克/厘米^2，护持层的密度是4×10^3克/厘米^3，在燃料中$\rho(0)=2.5\times10^3$克/厘米^3。当$Y_R=0.01$时，$T(0)=13$千电子伏。

关于Ⅰ—Ⅳ型靶设计的稳定性正在进行理论研究[24-27]。早先已经指出，为了获得稳定性实际上可能要求推进层有小的纵横比（<5）。也可能要求用短的更高能量的脉冲，以便在聚爆期间能烧穿推进层，因而，如上面所描述的，这给出某种程度的爆炸推进行为，从而减小不稳定性。这时推进层的比熵有较大的增加，最后的绝热压缩减小。

类型Ⅴ靶是两层或更多层较高密度的球壳组成，由原点向外，球壳质量依次递增10倍。在球壳之间充有低密度和较小质量的缓冲气体。这种类型的靶能够积聚能量，即增加燃料的能量密度。这是由于在依次变小的质量间的弹性碰撞会使速度增加，但这种过程是以相当低的效率为代价的。类型Ⅴ靶（或用均匀的或用球壳状的燃料填充）适用于电子束点火或者某些长脉冲激光点火的情况，因为此时可获得较大的能量，但这时最外层球壳仅能得到相当低的能量密度。从稳定性来看，这种类型的靶要比所讨论的其它类型的靶更为困难。

参 考 文 献

[1] R. G. Hewlitt and O. E. Anderson, Jr., A History of the United States Atomic Energy Commission (Pennsylvania State University Press, University Park, Pennsylvania, 1962), WASH-1214, Vol. 1, p. 245.
[2] J. Nuckolls, T. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman, Nature (Lond.), 236, 139 (1972).
[3] J. S. Clarke, H. N. Fisher, and R. J. Mason, Phys. Rev. Lett., 30, 89, 249 (1973).
[4] K. Brueckner, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-1, 13 (1973); K. Brueckner and S. Jorna, Rev. Mod. Phys., 46, 325 (1974).
[5] K. Boyer, Bull. Am. Phys. Soc., 17, 1019 (1972); Aeronaut. Astronaut., 11, 28 (1973).
[6] J. Nuckolls, J. Emmett, and L. Wood, Phys. Today, 26, August (1973), p. 46.
[7] G. S. Fraley, E. J. Linnebur, R. J. Mason, and R. L. Morse, Phys. Fluids, 17, 474 (1974).
[8] D. Forslund, J. Kindel, and E. Lindman, Phys. Rev. Lett., 30, 739 (1973).
[9] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases (Interscience, New york, 1969), chap. V.
[10] J. L. Tuck, Nucl. Fusion, 1, 202 (1961).
[11] R. Courant and K. O. Friedrichs, Supersonic Flow and Shock Waves (Interscience, New York, 1948), chap. IIIE.
[12] C. Fauquignon and F. Fluox, Phys. Fluids, 13, 386 (1970).
[13] J. L. Bobin, Phys. Fluids, 14, 2341 (1971).
[14] R. L. Morse and C. W. Nielson, Phys. Fluids, 16, 909 (1973).
[15] D. W. Forslund, J. Geophys Res., 75, 17 (1970).
[16] T. M. O'Neil and M. N. Rosenbluth, Institute for Defense Analysis Report p-893 (1972).
[17] R. E. Kidder and J. W. Zink, Nucl. Fusion, 12, 325 (1972).
[18] K. Lee, D. B. Henderson, W. P. Gula, and R. L. Morse, Bull. Am. Phys. Soc., 18, 1341 (1973).
[19] R. E. Kidder, Nucl. Fusion, 14, 53 (1974).
[20] J. P. Christiansen and D. E. Ashby, in Sixth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, USSR (Joint Institute for Nuclear Research, Moscow, USSR, 1973). Vol. 1, p. 431.
[21] P. A. G. Scheuer, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 120, 231 (1960).
[22] G. H. McCall and R. L. Morse, Laser Focus, 10, 40 (1974).
[23] R. J. Mason, W. P. Gula, G. S. Fraley, R. C. Malone, and R. L. Morse, Bull. Am. phys. Soc., 19, 949 (1974).
[24] D. B. Henderson and R. L. Morse, Phys. Rev. Lett., 32, 352 (1974).
[25] J. N. Shiau, E. B. Goldman, and C. I. Weng, Phys. Rev. Lett., 32, 352 (1974).
[26] D. B. Henderson, R. L. McCrory, and R. L. Morse, Phys. Rev. Lett., 33, 205 (1974).
[27] K. A. Brueckner, S. Jorna, and R. Janda, Phys, Fluids, 17, 1555 (1974).

[吴存恺译自《Phys Fluids》, Vol. 18, 814 (1975), 幻水校]

均匀等熵压缩理论及其对激光核聚变的应用

基德尔（R. E. Kidder）

讨论了球形均匀等墒压缩的流体动力学理论和性质。叙述了计算机结果，表明通过激光使靶丸消融，如果靶丸所吸收的激光是适当地时间整形的，而且在靶丸整个表面光强是空间均匀的，就可以实现这种压缩的精确近似。计算了超过一万倍的靶丸压缩。

1. 引　　言

作为实际的聚变能源，激光加热的热核燃料靶丸必须满足两个条件：必须使靶丸达到很高的温度；必须使靶丸的比表面面积（$=3/\rho R$）变得很小。要求很高的温度是为了提供足够的热核反应速率。要求很小的比表面面积是为了减小由靶丸表面损失的能量（主要是流体动力学膨胀损耗），使得损失的能量与整个靶丸质量内通过热核聚变所获得的能量相比，是一个允许的值。这后一个要求可直接变换成使靶丸高度压缩的要求，因为对于一个任何给定质量 M 的靶丸，其比表面面积随靶丸密度 ρ 的增大而减小（$S\propto 1/\rho^{2/3}$）。

大家知道，将强激光脉冲聚焦到真空内的固体表面上，可以获得极高的压力[1]。高的压力是由于强烈加热的表面物质向真空激烈喷射产生的，这与火箭由喷气产生推力是相同的。因此，将激光应用于靶丸核聚变时，我们要问，如何能够有效地利用由激光感生的喷射所造成的高压，将可聚变靶丸压缩到高密度。利用激波加热和压缩作功的组合进行压缩时，可以得到要求的高温。

有两种基本方法能使激光感生的喷射压力产生高压缩。它们代表两个相反的极端情况，即是强的球形会聚激波（S）[2]和无激波或等熵压缩（I）。一般说来，单独地利用这两种过程中的任何一种，或者利用它们如下的某种适当的时间程序：

(S, S)，(S, I)，(I, S)，(S, S, S)，(S, I, S)，……

都可以实现靶丸的压缩。

我们将只考虑单独的等熵压缩的简单情况，实际上是限于考虑均匀的等熵压缩，即每个体积元以相同程度压缩的等熵压缩。等熵压缩的一个重要性质，是利用给定的外加压力得到最大的压缩。因此，达到给定压缩所需的聚焦的光强度变得最小；而且，所要求的激光束的质量或亮度也降低。

均匀压缩这一限制似乎是过分的。但是，均匀压缩的优点是利用简单的方法可以得到

流体动力学方程的严格解，并且能得到以前只有通过（几百次）计算机计算才能得到的结果[3]。均匀压缩的这个限制也导致靶丸的一定的人为（即非均匀）的初态，但是，我们将证明，倘若压缩是亚音速的，则初态非均匀性的影响是不严重的。

我们将首先给出均匀等熵压缩的解析理论及其某些结论，包括实现压缩所要求的压力-时间剖面图[4]。然后叙述计算机计算，它们确定压缩过程对靶丸初态变化的灵敏度。最后，给出计算机结果，表明将靶丸吸收的激光适当整形可以使靶丸的压缩精确近似均匀等熵压缩。

2. 均匀等熵压缩的理论和性质

均匀等熵压缩过程的分析相似于文献［1］中给出的描写等温球体向真空内均匀膨胀的分析。这样的分析如下：

均匀压缩是拉格朗日描述中体积元 d^3x 到处都以相同的速率减小的压缩［$\vec{x}(t)$ 表示质点的瞬时位置矢量］，即

$$d^3x = h^3(t)d^3x_0. \tag{2.1}$$

其中，$\vec{x}_0 = \vec{x}(t=0)$，$h(t)$是无量纲的缩小因子。在球坐标中写方程（2.1），我们立刻得到

$$r(r_0,t) = r_0 h(t), \tag{2.2}$$

$$u(r_0,t) = \dot{r} = r_0\dot{h}(t). \tag{2.3}$$

根据质量守恒定律，我们可以写

$$dm = \rho r^2 dr = dm_0 = \rho_0 r^2{}_0 dr_0, \tag{2.4}$$

由上式和（2.2）式，得到

$$\rho(r_0,t) = \rho_0(r_0)/h^3(t) \tag{2.5}$$

运动方程由下式给出：

$$\dot{u} = -r^2(dp/dm) = -(r^2/\rho_0 r_0^2)(dp/dr_0). \tag{2.6}$$

我们要用 $d\rho_0/dr_0$ 来表示 dp/dr_0。为此，我们利用沿一条理想气体等熵线的压力 p 和密度ρ 的关系式：

$$p(r_0,t) = a(r_0)\rho^\gamma(r_0,t) = p_0(r_0)/h^{3\gamma}(t). \tag{2.7}$$

利用这些关系式，可以将运动方程写成

$$h^{3\gamma-2}\ddot{h} = -(1/\rho_0 r_0)dp_0/dr_0 = -1/t_0^2 = 常量. \tag{2.8}$$

（2.8）式右端只是 r_0 的函数，左端只是 t 的函数。由于 r_0 和 t 是独立的拉氏变量，因而方程的每一端必定是常量。由变量的分离得到的常量 t_0 具有时间的量纲，并在下面 2.1小节中用有物理意义的量来定义。

2.1 缩小因子和边界压力的时间依赖关系

假定 $\gamma = 5/3$，它描写完全简并的费米电子气体，或者描写非简并的完全电离的等离子体，得到（2.8）式的时间部分的通解：

$$h^2 = (1+b\tau)(1-\tau), \tag{2.9}$$

其中，$b = (1-q)/(1+q)$, (2.10)

$$\tau = t/t_c, t_c = t_0/(1+q), \tag{2.11}$$

$$q = -t_0\dot{h}(0) \geqslant 0. \tag{2.12}$$

我们注意到时间 t_c 是"总坍塌"的时间，即靶丸半径减小到零的时间；当 τ 趋于 1 时，缩小因子 h 与 $\sqrt{1-\tau}$ 成正比地减小到零。

存在着两种特别有意义、且简单的情况。第一种是流体开始时处于静止的情况（$b=1$）。第二种是流动的马赫数与时间无关的情况（$b=0$）（在下面 2.3 小节中将证明 $b=0$ 表示马赫数为常数这一事实）。在这两种情况下，缩小因子 h 分别为

$$h=\sqrt{1-\tau^2}, b=1, \tag{2.13}$$

$$h=\sqrt{1-\tau},\ \ b=0. \tag{2.14}$$

对于马赫数为常数的 $b=0$ 的情况，由（2.7）式和(2.14)式得到所要求的边界压力：

$$p(R,t)=p(R,0)/(1-\tau)^{5/2}, \tag{2.15}$$

其中 $R=hR_0$ 表示靶丸半径。如果象文献[3]中那样，定义量 H 如下：

$$H=\int_0^R \rho dr. \tag{2.16}$$

则我们发现，（2.15）式可以写成

$$p(R,t)=p(R,0)/[(H_0/H)(1-\tau)]^{5/4}, \tag{2.17}$$

因为

$$H=\int_0^{R(0)} \rho_0(r_0/r)^2 dr_0 = H_0/(1-\tau)\ . \tag{2.18}$$

（2.17）式给出的边界压力与文献[3]中给出的相同。

在 $b=1$ 时，这相应于流体开始时处于静止的情况，我们得到

$$p(R,t)=p(R,0)/(1-\tau^2)^{5/2}. \tag{2.19}$$

以后除非另外说明，我们将限于讨论流体开始时处于静止的情况。而且流体靶丸的路径是椭圆形的，如图 1 所示。

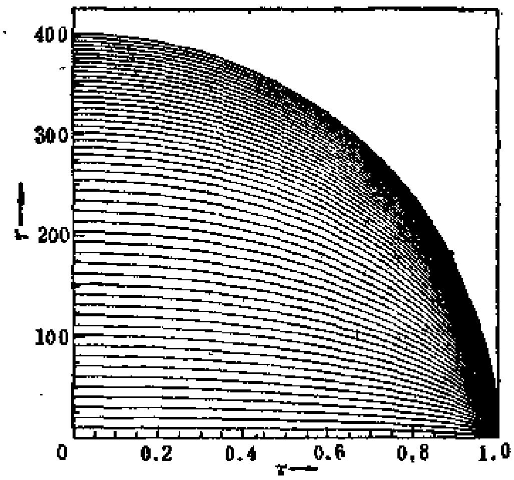


图 1　均匀等熵压缩：流体靶丸的半径 r（微米）与无量纲的时间 τ 的关系

2.2　初始流体压力、密度和温度的径向依赖关系

为了简单起见，假设初始流体的态是熵均匀的态（$d\alpha/dr_0=0$），则（2.8）式的空间部分的解为

$$p_0(r_0)/p_0(0)=(1+\beta x_0^2)^{5/2}, \tag{2.20}$$

$$\beta=(R_0/c_s t_0)^2/3, \tag{2.21}$$

$$x_0=r_0/R_0,\ (0<x_0<1, \tag{2.22}$$

$$c_s^2=r p_0(0)/\rho_0(0). \tag{2.23}$$

流体的密度和温度的时间依赖关系为

$$\rho_0(r_0)/\rho_0(0)=(1+\beta x_0^2)^{3/2}, \tag{2.24}$$

$$T_0(r_0)/T_0(0)=1+\beta x_0^2. \tag{2.25}$$

如果压缩是缓慢发生的（$\beta\ll1$），则我们看到被压缩的靶丸是空间均匀的。但是，快速均匀压缩（$\beta\gg1$）要求密度随半径按(2.24)式急剧增大，因此，坍塌的靶丸与空心球壳有些相似。

2.3 马赫数和马赫线

绝热声速 c 由下式给出：

$$c=\sqrt{\gamma p/\rho}=(c_s/h)\sqrt{1+\beta x_0^2}. \tag{2.26}$$

马赫数

$$M=|u|/c=M^*[q+(1-q)\tau], \tag{2.27}$$

其中，

$$M^*=\sqrt{3\beta x_0^2/(1+\beta x_0^2)} \le\sqrt{3\beta/(1+\beta)}<\sqrt{3}. \tag{2.28}$$

可以看到，当 τ 趋于 1 时，马赫数趋于常数 $M^*(\sqrt{3})$，对于上述的$q=1$(或等价于 $b=0$)的情况，马赫数与时间无关。还可以看到，如果 β 小于 1/2，则流体永远是亚声速的，而对于任意的快速压缩，马赫数保持小于$\sqrt{3}$。

确定马赫线或无限小扰动的轨道的方程为

$$dr_\pm/dt=u\pm c, \tag{2.29}$$

其中，(+)和(−)分别表示向外和向内移动的马赫线。利用(2.3)，(2.13) 和 (2.26) 的结果，经过一些运算，得到方程 (2.29) 的解：

$$r_\pm=R_0\sqrt{(1-\tau^2)/\beta}\,f_\pm(\tau), \tag{2.30}$$

其中，

$$f_\pm(\tau)=(F_\pm-F_\pm^{-1})/2, \tag{2.31}$$

$$F_\pm=[f_\pm(0)+\sqrt{f_\pm^2(0)+1}]\times[(1+\tau)/(1-\tau)]^{\pm1/2\sqrt{3}} \tag{2.32}$$

取 $r_-(0)=R_0$，$f_-(0)=\sqrt{\beta}$；以及 $f_-(\tau^*)=0$，我们得到向内移动的马赫线到达原点的最早(无量纲)时间 τ^*：

$$\tau^*=(1-g)/(1+g), \tag{2.33}$$

$$g=[\sqrt{\beta+1}-\sqrt{\beta}]^{2\sqrt{3}}. \tag{2.34}$$

在快速压缩的情况下，我们可以写成：

$$\tau^*\simeq1-2/(4\beta)^{\sqrt{3}},\ \beta\gg1. \tag{2.35}$$

由上式可知，当 β 变得很大时，τ^* 趋于 1。因而立即可以看到，在非常快的压缩极限下（$\beta\gg1$），所有向内移动的马赫线倾向于同时到达原点。

对于中等的（$\beta=0.34$）和非常快的（$\beta=10$）压缩速率，靶丸表面的轨道和有代表性的向内移动的马赫线分别示于图 2 和图 3。

在图 3 中，显然可以看到，对于快速压缩的情况，马赫线同时到达。

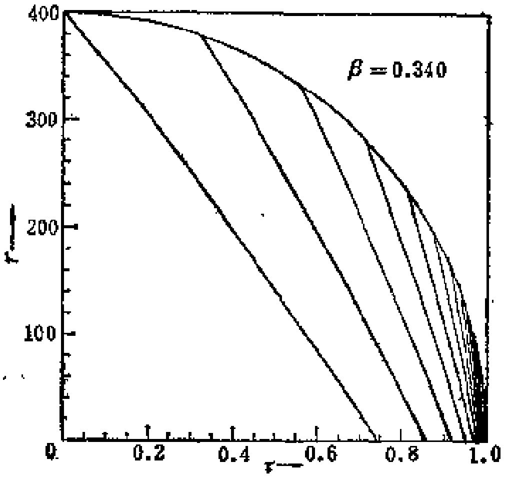


图 2　均匀等熵压缩：靶丸表面的半径 r（微米）和向内移动的马赫线与无量纲的时间 τ 的关系

（中等的压缩速率：$\beta=0.340$）

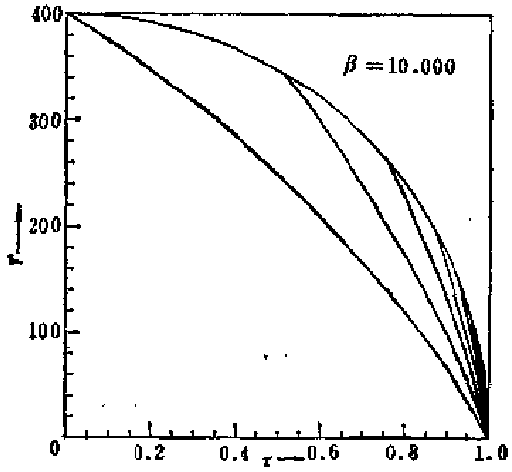


图 3　均匀等熵压缩：靶丸表面的半径 r（微米）和向内移动的马赫线与无量纲时间 τ 的关系

（快速压缩，$\beta=10$）

2.4　动能和内能

对靶丸所作的功 W 变成动能 W_K 和靶丸内能的增加量 ΔW_i，即

$$W=W_K+\Delta W_i。\tag{2.36}$$

其中，

$$W=-\int pdv=A(1+\beta)^{5/2},\tag{2.37}$$

$$W_K=A\beta I(\beta),\tag{2.38}$$

$$A=2\pi R_0^3 p(0)[\tau^2/(1-\tau^2)],\tag{2.39}$$

$$I(\beta)=5\int_0^1(1+\beta x^2)^{3/2}x^4dx$$
$$=1+(15/14)\beta+(5/24)\beta^2+\cdots\tag{2.40}$$

当参量 β 从 0 至 ∞ 变化时，动能与内能增加量之比满足如下不等式：

$$0<W_K/\Delta W_i<5/3\tag{2.41}$$

不管压缩怎样快速，动能不会超过 5/3 的内能增加量，这一事实与按（2.27）式和(2.28)式的流动的马赫数不超过$\sqrt{3}$的事实是一致的。

2.5　能量增加时间

能量增加时间 t_W 定义为达到 η 倍压缩时最后使靶丸内能加倍的时间。在大压缩的极限下（$\eta\gg1$），可以很容易地证明，这个时间为

$$t_W=t_c/2\eta^{2/3}\tag{2.42}$$

因此，为了获得 η 为 10^4 数量级的靶丸压缩，最后使靶丸内能加倍必须在最后千分之一的总压缩时间 t_c 内完成。

3．对于具有均匀初态的靶丸的应用

已经严格地给出的均匀压缩的理论，只适用于有几分人为的情况，即流体的初始压力，密度和温度按（2.20）、（2.24）和（2.25）式随半径而增大，而且压缩越快，这个要求的增加量就越大。因此，很自然的问题是，如果（2.19）式的边界剖面压力用来压缩初态均匀的靶丸，那末会发生什么情况呢？可以期望，这时压缩不再是等熵的，而且压缩越快，熵的增加通常是越大。

为了回答这个问题，利用流体动力学编码 WAZER [5] 来计算开始时均匀的靶丸的压缩，这个靶丸受（2.19）式的压力-时间剖面的作用。结果示于图 4 和图 5，β 的数值从（0.1）变化到（1.0），增量为（0.1）。考察这些结果，可以看到，如果压缩是严格亚音速的（$\beta<1/2$），那末，与等熵压缩相比，内能至多高 50%（图 4），获得的压缩至少为其 40%（图 5）。

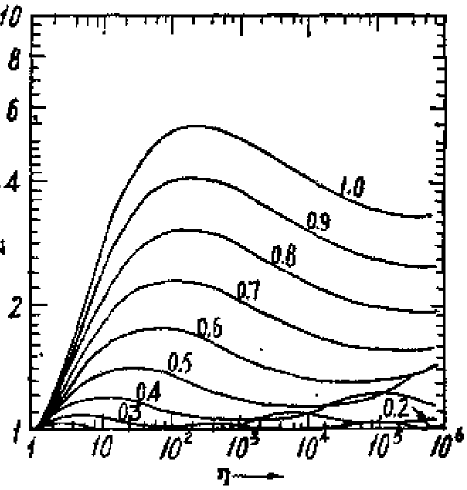


图 4　从均匀初态开始的压缩：靶丸内能和等熵压缩时相应的内能之比 Z 与压缩 η 的关系

（压缩速率参量 $\beta=0.1, 0.2, \cdots, 1.0$）

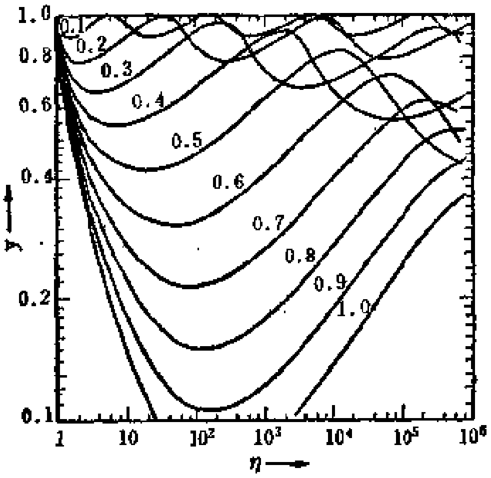


图 5　从均匀初态开始的压缩：靶丸压缩 η 和相应的等熵值 $\eta_{等熵}$ 之比 y 与压缩 η 的关系

（压缩速率参量 $\beta=0.1, 0.2, \cdots 1.0$）

4．激光产生的靶丸消融所造成的压缩

到目前为止，我们已讨论了利用给定的依赖于时间的边界压力所造成的靶丸压缩，并且确定了产生均匀等熵压缩所要求的时间依赖关系。现在我们要问，如何能够利用激光产生的小丸表面的喷射来产生这个压力。

我们如果假定作用在靶丸上的压力正比于吸收的光强度 I 的 2/3 次方[1]，则

$$\Psi/\Psi_0=(R/R_0)^2 I/I_0 \sim 1/h^{11/2}$$
$$=1/(1-\tau^2)^{11/4}. \tag{4.1}$$

其中，Ψ 是靶丸吸收的总激光功率。但是，实际上，由于电子热导和靶丸消融的影响，情况比这里更加复杂。已经进行了考虑这些效应的计算机计算[3]，结果为（4.1）式右边的

指数应近似地等于 2（而不是 2.75），即

$$\Psi/\Psi_0 = (1-\tau^2)^{-S}, \quad S \simeq 2 \tag{4.2}$$

利用 WAZER 编码，计算了受紫外光脉冲辐照的均匀球形氘氚靶丸的向心爆炸，光脉冲的功率与时间的依赖关系具有（4.2）式给出的形式。靶丸被看作绝热指数 γ 等于 5/3 的理想气体。靶丸的其他性质，向心聚爆参量和结果列于表 1 内。

表 1　性质、参量和结果

1.初始的靶丸性质：	
温度（T_0）	1 电子伏
比容（v_0）	5 厘米^3/克
压力（P_0）	150 千巴
半径（R_0）	400 微米
质量（M_0）	54 微克（氘氚）
2.光学参量	
波长（λ_L）	0.265 微米
激光脉冲参量（ψ_0）	7.5 千兆瓦
临界比容（v_c）	15 厘米^3/克
激光脉冲指数（S）	1.9
3.压缩参量：	
坍塌时间（t_c）	35 毫微秒
速率参量（β）	0.34
4.向心聚爆结果：	
消融的质量（$\Delta M/M_0$）	85%
射入的激光能量（W_L）	70 千焦耳
能量增加时间（t_W）	33 微微秒
坍塌以前的时间（t_c-t）	19微微秒
a）核心性质：	
核心压缩（η）	10^4
核心温度（⟨T⟩）	820 电子伏
核心半径（r_c）	9 微米
比表面面积（S）	1.3 厘米^2/克
⟨T⟩/$T_{等熵}$	1.6
b）晕区性质：	
临界温度（T_{ec}）	29 千电子伏
临界半径（R_C）	180 微米
峰值光强度（I_C）	7×10^{17} 瓦/厘米^2
光压/电子压力	0.38

WAZER 计算中所用的激光输出功率 Ψ 由下式给出：

$$\Psi/\Psi_0 = (1-\tau^2)^{-S} + f(\tau) \tag{4.3}$$

$$f(\tau) = (1.4)\tau^{1/4} - 1 \tag{4.4}$$

$s=1.9$，$t_c=35$ 毫微秒，$\Psi_0=7.5\times10^9$ 瓦。附加项 $f(\tau)$ 补偿不可忽略的初始靶丸压力，但是，这一项很快就变得不重要。假设所有的激光功率 Ψ 如果不是在较低的密度处通过逆韧致辐射被靶丸吸收，就在临界密度 $\rho_c(=1/v_c)$ 处被吸收。

向心聚爆的这些计算结果示于图 6—12。图6和 7示出向心聚爆时间内靶丸半径变化的曲线(图 7 是靶丸压缩的最后 200 微微秒时间间隔内的放大了的曲线)。可以看到，除了弱的初始扰动外，图 6 所示的靶丸半径变化的曲线与图 1 中的曲线相似。在向心聚爆的最后

4 毫微秒的时间内（它描述最初十倍压缩以后的全部情况），入射光是在半径 R_c 处（这里 $\rho=\rho_c$）被吸收的，这个半径近似地为不随时间变化的常量。

图 8、9 和 10 分别表示向心爆炸接近结束时，电子温度 T_e、离子温度 T_i、压力 p 和密度 ρ 与半径的依赖关系，这时靶丸核心（15% 的初始靶丸质量）的压缩已获得接近 1 万倍的值。

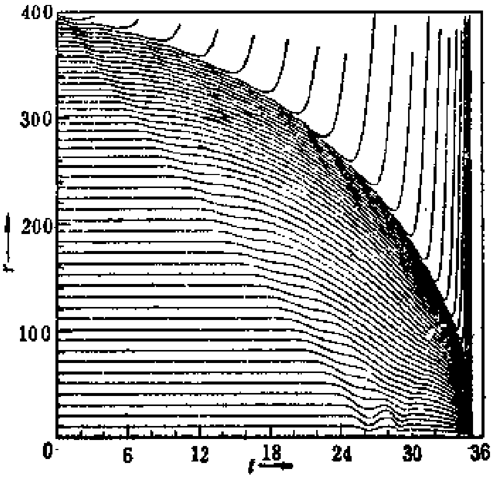


图 6　激光产生的靶丸压缩：流体靶丸半径 r（微米）与时间 t（毫微秒）的关系

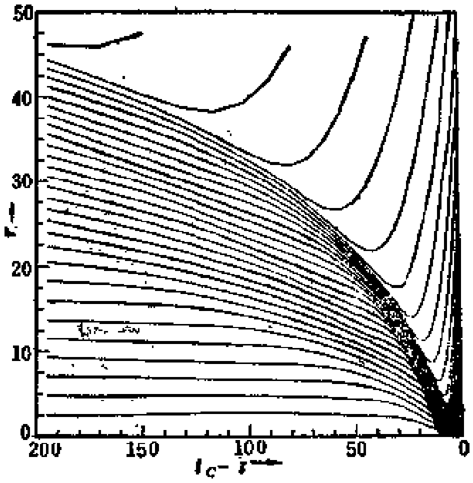


图 7　激光产生的靶丸压缩：流体靶丸的半径 r（微米）与至坍塌为止的时间 t_c-t（微微秒）的关系

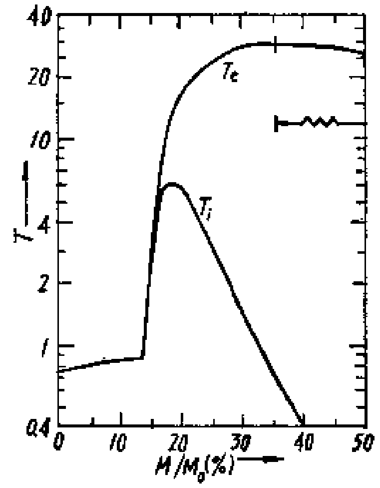


图 8　激光产生的靶丸压缩：离子和电子温度 T_i、T_e（千电子伏）与靶丸质量 M/M_0（百分比，由靶丸中心测得的）的关系

带波折的箭头表示激光脉冲透入靶丸冕区的深度

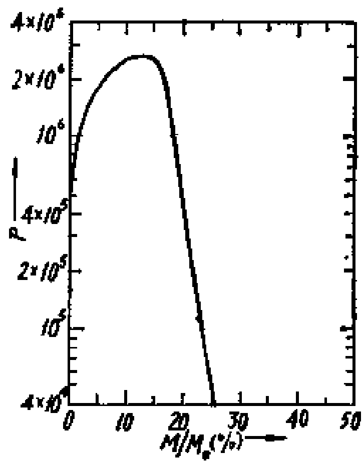


图 9　激光产生的靶丸压缩：压力（兆巴）与靶丸质量 M/M_0（百分比，由靶丸中心测得的）的关系

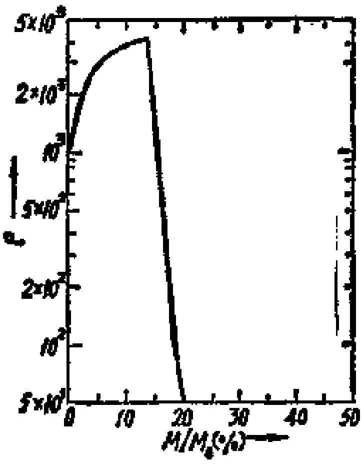


图 10　激光产生的靶丸压缩：密度 ρ（克/厘米^3）与靶丸质量 M/M_0（百分比，由靶丸中心测得的）的关系

这时被压缩的核心之平均温度（T）为 820 电子伏，它只比理想等熵压缩中获得的大 56%，这表明利用激光引起的靶丸消融，原则上可以很近似于等熵压缩核心。

图 11 表示在向心聚爆过程中核心压缩 η 与靶丸所吸收的激光能量 W_L 的函数关系。核心压缩的效率是很低的，只相当于所消耗的光能的百分之几。效率所以很低，是因为压缩功

是由球形（而不是平面）火箭作的，火箭的喷气太热，而且其中热能向动能的转变是不完全的（在峰值压缩之前，即当附加的激光能量不再影响压缩时，立刻切断激光，可以部分地消除造成低效率的后一个原因）。

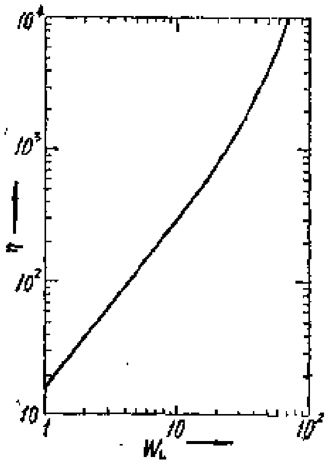


图 11　激光产生的靶丸压缩：核心压缩 η 与吸收的光能 W_L（千焦耳）的关系

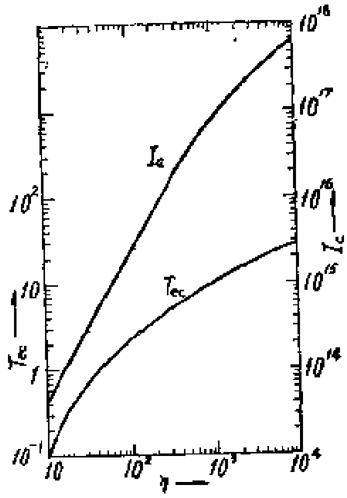


图 12　激光产生的靶丸压缩：靶丸电晕内临界密度表面处的电子温度 T_{ec}（千电子伏）和光强度 I_c（瓦/厘米²）与核心压缩 η 的关系

图 12 表示在临界半径 R_c 处，聚焦的光强度 I_c 和电子温度 T_{ec} 与靶丸核心压缩 η 的函数关系。在压缩的较后期间，聚焦的光强度变得非常大，结果是，当核心压缩从 10^3 增大到 10^4 时，光压(I_c/c)由 10% 变化到接近 40% 的电子压力($N_{ec}KT_{ec}$)。

由于我们的目的是要说明靶丸向心聚爆的等熵压缩阶段，所以我们不涉及阐明跟着发生的热核燃料（氘氚）点火和燃烧的结果。但是，点火发生在靶丸的中心，同时，核心的平均压缩已增加到 4 倍（即达到 40000 倍），因而，点火迅速扩展到整个靶丸核心。

5. 小结和结论

我们已经十分透彻地研究了球形均匀等熵压缩的解析性质，并且已经证明，如果靶丸吸收的激光在时间上是适当地整形的，而且在靶丸表面上是空间均匀的，则利用激光产生的靶丸消融，就可以实现这类压缩的精确近似。利用这种方法，大约六分之一的初始靶丸质量似乎可以压缩一万倍。压缩的效率是相当低的，但是，这样的极其高的压缩为激光靶丸聚变所造成的有利条件，可以大大补偿能量的损失。

但是，实际上，靶丸表面上光能的均匀注入可能是难以达到的，这是由偏振、干涉和传播效应造成的，而这些效应是与数目有限的共焦光束产生的不可避免的和显著的不均匀性相联系的。此外，由于入射与吸收激光之间的关系的不确定性，所期望被吸收的光能与时间的依赖关系可能是难以得到的。象冕区与核心去耦合[7]以及所预言的吸收与反射的光等离子体的不稳定性[8]这样一些效应，使入射与吸收激光之间的关系变得复杂。例如，在本文的计算中，我们试图利用短波长激光（0.265 微米）来抑制这种不稳定性。

已经知道，聚焦的激光脉冲在产生中等密度的非常热的（几千电子伏）热核等离子体时

是有效的。它们在产生非常稠密的(通常固体密度的几千倍)等离子体是否也有效，这是尚待研究的，不过很有希望是有效的。

参考文献

[1] E. R. Kidder, in Physics of High Energy Density, Academic Press, New York, 306 (1971).
[2] G. Guderley, Luftfahrtforschung, 19, 302 (1942).
[3] J. Nuckolls et al. , Nature, 239, 139(1972); UCRL-74116 (October 26, 1972).
[4] R. E. Kidder, Proc. Japan -U. S. , Seminar on Laser Interaction with Matter, Tokyo International Book Co. Ltd., Tokyo, 331 (1973).
[5] R. E. Kidder et al., UCRL-50583 (Jan. 13, 1969).
[6] See Ref. [4], 343.
[7] R. E. Kidder, ZINK, J. W., Nucl. Fusion, 12, 325 (1972).
[8] J. M. Dawson, "Anomalous absorption of radiation by plasmas I";
K. NishiKawa, "Anomalous absorption of radiation by plasmas I", in Ref. [4], 235.

[幻 水译自《Nuclear Fusion》, 14, No.1, 53-60 (1974),
沃新能 校]

激光驱动的空球壳的压缩：功率要求和稳定性限制

基德尔（R. E. Kidder）

将均匀等熵压缩的理论推广到空球壳情况，得到了在这种压缩期间，瑞利-泰勒（Rayleigh-Taylor）不稳定性增长的严格结果。对于激光驱动的等熵压缩的氘氚靶丸，为了获得给定的惯性约束参量 ρR 值，我们曾推导出所要求的激光功率 P_L。现在，我们将它推广到包括空球壳的情形。我们发现，与实心球聚爆相比，用空球壳未被消融的壁厚等于其半径的10%）聚爆，可使所需要的峰值光学功率减小5倍。再减小壁厚，虽然可使所需要的峰值光学功率减小，但受瑞利-泰勒不稳定性严重限制。

1. 引　言

在前一篇文章[1]中，对实心 DT 靶丸的激光驱动聚变做了理论上的处理。特别是，为了获得给定的惯性约束参量 ρR 值，发现可用下述简单的近似关系式来表示：

$$P_L(\text{兆兆瓦}) \sim 170[\rho R(\text{克/厘米}^2)]^2. \tag{1.1}$$

（在文献[1]中，系数为300兆兆瓦/[克/厘米²]² 而不是这里给出的170，较小的值是由于在本文中利用更接近最佳的脉冲形状，如在节3所描述的。）这个结果是基于靶丸晃区热电子消融靶丸的自调节模型，并假设压缩是等熵地完成。

由（1.1）式得到：ρR 乘积要达到3克/厘米²（为了使激光聚变用于商业电站，认为 ρR 必须达到这个值）要求1500兆兆瓦的光学功率。这样的功率要求是太高了，假若用空球壳代之以实心球来聚爆，所要求的功率或许会大大减小。因为用球壳可得到更高的球壳聚爆速度，因而导致更有效地把吸收的激光能转换为机械功。

在本文，我们计算了空球壳的聚爆：为了获得给定的 ρR 乘积所要求的机械功率，并把它与以前得到的实心球的结果进行比较。我们假设球壳被外压力缓和地由静止状态加速，并且初始外压力以这种方式增加，即先使它产生均匀等熵压缩，然后使它平滑地过渡到缓慢的指数增加速率。这种指定可方便地得到压力与时间关系单参量族，在一系列详细计算机计算中，由经验发现，指数增加速率是接近最佳情况。然后，我们利用文献[1]中自调节消融模型，把所使用的峰值机械功率 P_H 与吸收的峰值激光功率 P_L 联系起来，从而把（1.1）式简单的推广使其包括空球壳情形。

如所预料的，为了获得给定的 ρR 值，聚爆薄的球壳代之以聚爆实心球，使所要求的峰值功率减小。然而，我们可预计到瑞利-泰勒型流体不稳定性将会限制可能利用的球壳

厚度，并因此将限制可能获得的峰值功率的减小。我们给出了对于任意均匀等熵压缩线性瑞利-泰勒不稳定性问题的严格结果，并用它来计算不稳定性的限制。

我们首先把均匀等熵压缩的基本理论推广到空球壳的情况。

2. 均匀等熵压缩理论应用于空球壳

在文献[4]已将均匀等熵压缩的理论用于实心靶丸。这个理论假设态的改变是等熵的，流体的熵是空间均匀的，并且流体可描述为理想气体（$\gamma=5/3$）。压缩的均匀性意味着在流体的拉格朗日描述中，其体积元 d^3x 以相同的速率减小，即

$$d^3x=h^3(t)d^3x_0。\tag{2.1}$$

式中 $\vec{x}(t)$ 表示质点瞬时位置矢量，$\vec{x}_0=\vec{x}(t=0)$，$h(t)$ 是无量纲标量因子。将（2.1）式写成球坐标形式，我们立刻得到

$$r(r_0,\ t)=r_0h(t),\tag{2.2}$$

$$u(r_0,\ t)=\dot{r}=r_0\dot{h}(t)。\tag{2.3}$$

由质量守恒定律，我们可以写出

$$dm=\rho r^2dr=dm_0=\rho_0r_0{}^2dr_0。\tag{2.4}$$

此式与（2.2）式一起，意味着

$$\rho(r_0,\ t)=\rho_0(r_0)/h^3(t)。\tag{2.5}$$

运动方程为

$$\dot{u}=-r^2(dP/dm)=-(r^2/\rho_0r_0{}^2)(dP/dr_0)。\tag{2.6}$$

我们希望把 dP/dr_0 借助于 dP_0/dr_0 来表示。为此，我们用理想气体等熵过程中压力 P 与气体密度 ρ 间的关系：

$$\begin{aligned}P(r_0,\ t)&=a(r_0)\rho^\gamma(r_0,\ t)\\&=P_0(r_0)/h^{3\gamma}(t)。\end{aligned}\tag{2.7}$$

用这些关系我们可写出运动方程为

$$\begin{aligned}h^{3\gamma-2}\ddot{h}&=-(1/\rho_0r_0)dP_0/dr_0\\&=-1/t_C^2=常数。\end{aligned}\tag{2.8}$$

（2.8）式的右边仅为 r_0 的函数，左边仅为 t 的函数。常数 t_C 是来自于变量分离，并有时间量纲。

2.1 标量因子的时间关系及边界压力

我们限于流体初始是处于静止状态的情形，得到标量因子 h 的时间关系为（对于 $\gamma=5/3$）

$$h^2=1-\tau^2,\qquad \tau=t/t_C。\tag{2.9}$$

因此，t_C 的物理意义是流体坍塌到零半径所需要的时间。

由（2.7）式和（2.9）式可得到用于聚爆球壳的压力为

$$P(R_2,\ t)=P(R_2,\ 0)/(1-\tau^2)^{5/2}。\tag{2.10}$$

式中 $R_2=hR_{20}$ 表示空球壳的外半径。在球壳内半径 $R_1=hR_{10}$ 处的压力取为 0，即

$$P(R_1,\ t)=0。\tag{2.11}$$

脚标 1 和 2 总是相应于球壳的内径和外径，脚标 0 相应于流体的初态。

2.2 初始流体压力、密度及温度的径向关系

为简单起见，假设初始流体态是均匀熵态（$da/dr_0=0$，$R_{10}\leqslant r_0\leqslant R_{20}$）。在球壳内半径处压力为零条件下，（2.8）式空间部分的解变为

$$P_0(r_0)=P_{20}[(r_0^2-R_{10}^2)/(R_{20}^2-R_{10}^2)]^{5/2}. \qquad (2.12)$$

倘若坍塌时间定义为

$$t_C^2=(R_{20}^2-R_{10}^2)/3C_{20}^2. \qquad (2.13)$$

式中 C_{20} 表示在球壳外半径 R_{20} 处，初始绝热声速，即

$$C_{20}^2=\gamma p_{20}/\rho_{20}. \qquad (2.14)$$

流体的密度和温度的径向关系为

$$\rho_0(r_0)=\rho_{20}[(r_0^2-R_{10}^2)/(R_{20}^2-R_{10}^2)]^{3/2}, \qquad (2.15)$$

$$T_0(r_0)=T_{20}[r_0^2-R_{10}^2)/(R_{20}^2-R_{10}^2)]. \qquad (2.16)$$

定义一个“厚度数”ζ为

$$\zeta=R_1/(R_2-R_1) \qquad (2.17)$$

是有用的。其厚度数ζ 很大于 1 的球壳定义为“薄球壳”。对于薄球壳，初始压力、密度及温度的空间关系可方便地写为

$$\begin{aligned} P_0(x_0)&\simeq P_{20}x_0^{5/2}, \\ \rho_0(x_0)&\simeq\rho_{20}x_0^{3/2}, \\ T_0(x_0)&\simeq T_{20}x_0. \end{aligned} \qquad (2.18)$$

式中

$$0\leqslant x_0=(r_0-R_{10})/(R_{20}-R_{10})\leqslant 1. \qquad (2.19)$$

坍塌时间 t_C可写为

$$t_C\simeq(m/4\pi P_{20}R_{20})^{1/2}, \qquad (2.20)$$

式中 m 为球壳的总质量

$$m\simeq(8\pi/5)\rho_{20}R_{20}^3/(2+\zeta). \qquad (2.21)$$

2.3 马赫数

在文献[4]已经指出，若流体流动的马赫数（定义为流体的流速 $|U|$ 与绝热声速 c 之比）在任何地方都超过$\sqrt{3}$值，那末就不可能对实心球进行均匀等熵压缩。然而，对于薄球壳，马赫数的最小值出现在球壳的外表面（在球壳的内表面，马赫数总是无限大，因为在此处声速为零），并由下式给出：

$$M_2(\tau;\zeta)=M_2(\zeta)\tau, \qquad (2.22)$$

$$\begin{aligned} M_2(\zeta)&=R_{20}/C_{20}t_C=(1+\zeta)[3/(1+2\zeta)]^{1/2} \\ &\lesssim[(3/2)(2+\zeta)]^{1/2}. \end{aligned} \qquad (2.23)$$

随着 t 趋近坍塌时间 t_C，马赫数 $M_2(\tau;\zeta)$趋于极限值 $M_2(\zeta)$。

我们得出结论：薄的球壳（$\zeta\gg 1$）与实心球相反，用（2.10）式所定义的驱动压力可以等熵聚爆到很高的马赫数。

若两个球壳有相同的质量 m，半径 R_{20}，密度 ρ_{20}，但一个有均匀的密度 ρ_{20}，而另一个有由（2.15）式给出的非均匀密度，这时，它们的厚度比分别为ζ_s和 ζ，它们有如下的

关系：

$$\zeta_s \simeq (5/2)\ \{1+[\zeta^2+(0.290)]^{1/2}\},\quad (\zeta \geqslant 0). \tag{2.24}$$

借助于马赫数 M_2，ζ_s 可表示为

$$\zeta_s \simeq (5/3)M_2^2-1,\quad (M_2 \geqslant \sqrt{3}). \tag{2.25}$$

将均匀等熵压缩的理论应用于初始均匀密度的球壳中需要这些关系式。

3. 压缩空球壳所要求的机械功率

我们研究薄球壳的聚爆：它受外压力 P_2 的作用由静止状态加速。外压力 P_2 初始随时间按照（2.10）式增加，然后在 t_a（$\ll t_c$）时平滑地过渡到较慢的指数增加速率，即

$$P_2(\tau)/P_{20}=\begin{cases} F(\tau), & 0\leqslant \tau \leqslant \tau_a<1, \\ F(\tau_a)\exp[5\tau_a(\tau-\tau_a)/(1-\tau_a^2)], & \tau \geqslant \tau_a. \end{cases} \tag{3.1}$$

式中 $\tau_a=t_a/t_c$，

$$F(\tau)=(1-\tau^2)^{-5/2}. \tag{3.2}$$

我们注意到，在聚爆第一阶段（$t<t_a$），由于有均匀压缩特性，所以在球壳被加速和等熵压缩过程中，厚度比 ζ 保持不变。

在聚爆的第二阶段（$t_a<t<t_v$）（t_v 表示球壳内半径 R_1 减小至零所需要的时间）驱动压力呈指数地增加，使球壳进一步压缩和加速。这时压缩仍然是等熵的，但不再是均匀的，厚度比 ζ 减小至零。

聚爆的最后阶段是，在向外运动的球形激波作用下（此激波是空球壳在中心缝合时刻 t_v 产生的），使向内运动的流体减速，此时的最终的压缩不是等熵的。

聚爆过程的三个阶段分别在图 1、2 和 3 中给出。传递给聚爆球壳的机械功率 P_M 的时间关系在图 4 中用实曲线绘出。这些结果是用计算程序 WAZER[5] 得到，并用于有厚度比 ζ 为 24 的空 DT 球壳的聚爆。初始状态及驱动压力分别按照（2.12）式，（2.15）式，（3.1）式及（3.2）式指定。此计算机运算的其它特性和结果列于表 I 中。

另外一些计算机运算是对厚度比 ζ 为 0，2，24 和 229 的空球壳做出的；在定义驱动压力的（3.1）式中出现的参量 τ_a 用选择值，相应的厚度比 ζ_s 和聚爆马赫数 M_2 值分别由（2.24）式和（2.23）式计算出，列示如下

$\zeta=0,\ 2,\ 24,\ 229;$

$\zeta_s=3.85,\ 7.68,\ 62.5,\ 575;$

$M_2=1.75,\ 2.32,\ 6.18,\ 18.6.$

量纲分析指出这些计算机运算结果可借助三个有量纲的变数 m，ρ_{20} 和 S，及两个无量纲变数 M_2 和 $\tau_b(=1-\tau_a \ll 1)$ 来描述。量 S 视为等熵线，压缩的前两个阶段沿此等熵线进行。它定义为

$$S=P_{20}/\rho_{20}^{5/3}. \tag{3.3}$$

借助于这五个变数，计算机计算结果可总括如下：

$$H=(0.93)m^{1/3}\rho_{20}^{2/3}M_2^{1.22}/\tau_b, \tag{3.4}$$

$$P_M=(3.0)m^{2/3}\rho_{20}^{4/3}S^{3/2}M_2^{2.32}/\tau_b^2, \tag{3.5}$$

$$\dot{W}_M = (1.8) m \rho_{20}^{2/3} S M_2^{1.91} / \tau_b, \tag{3.6}$$

$$\eta = \rho / \rho_{20} = (2.3) M_2^{1.92} / \tau_b^{3/2}, \tag{3.7}$$

$$e = (2.2) \rho_{20}^{2/3} S M_2^{1.94} / \tau_b. \tag{3.8}$$

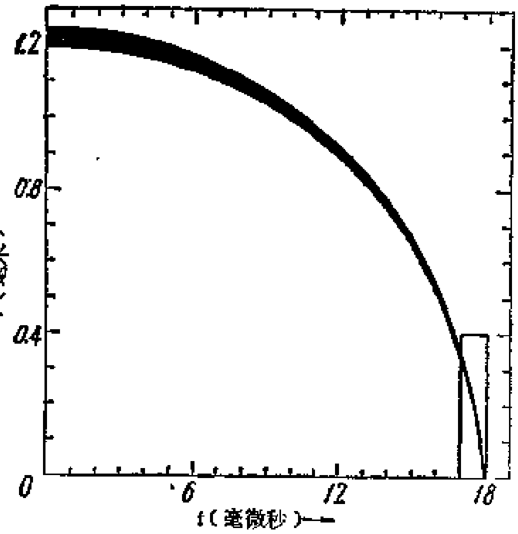


图1　厚度比为 24 的球壳，在聚爆期间流体粒子的轨迹。流体粒子半径r（以毫米为单位）与时间（以毫微秒为单位）的关系

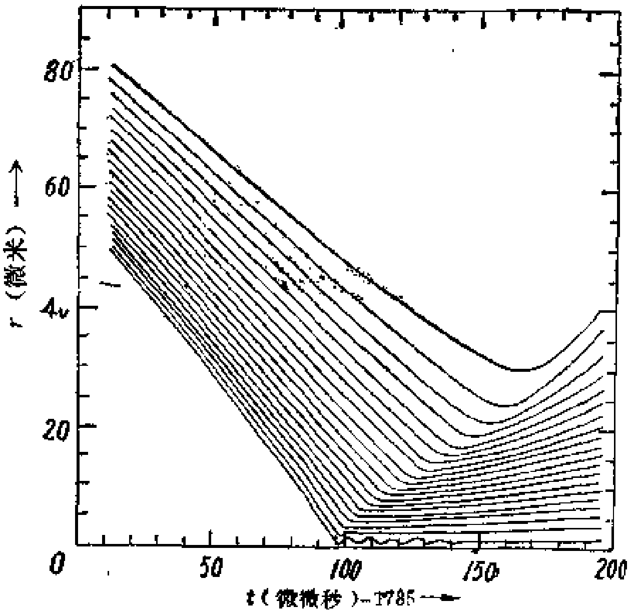


图 3　在图 2 中指明的小矩形区放大图。半径 r（以微米为单位）与时间（以微微秒为单位）的关系

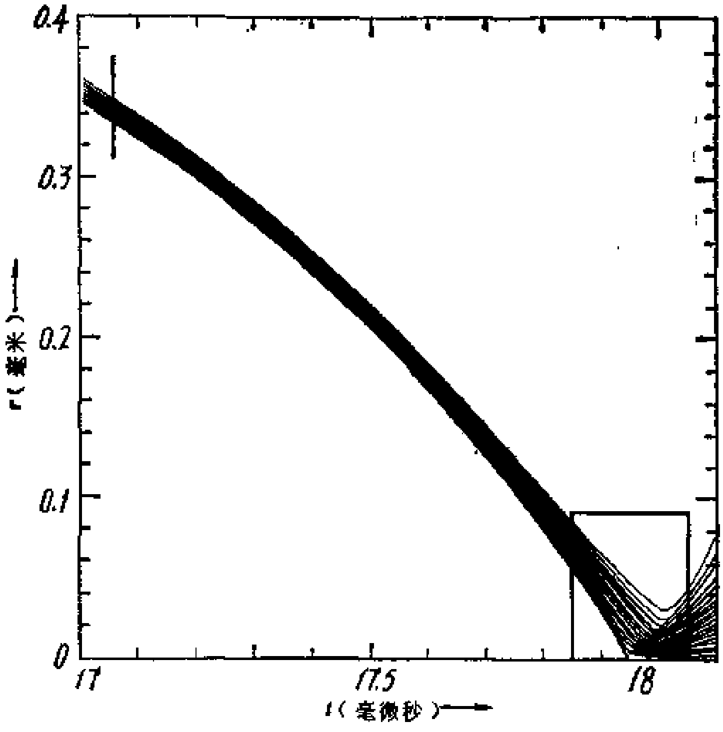


图2　在图 1 中指明的小矩形区放大图。半径 r（以毫米为单位）与时间（以毫微秒为单位）的关系

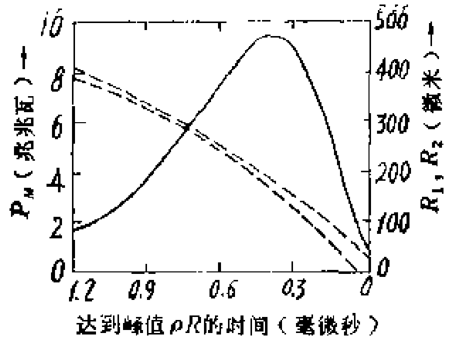


图 4 传递给聚爆球壳的机械功率 P_M 的时间关系；P_M（以兆兆瓦为单位，左边的标尺）与达到峰值 ρR 的时间的关系；点曲线给出球壳聚爆过程中其内径及外径（以微米为单位，右边的标尺）的变化

表 I　计算机运算结果

1	球壳初始性质：		
	压力 (P_{20})	0.15	兆巴
	密度 (ρ_{20})	0.2	克/厘米^3
	厚度 ($R_{20}-R_{10}$)	50	微米
	质量 (m)	75	微克
	厚度比 (ξ)	24	
2	压缩参量：		
	过渡时间 (t_a)	17.06	毫微秒
	均匀塌陷时间 (t_c)	17.77	毫微秒
	过渡参量 (τ_a)	0.96	
3	聚爆结果：		
	峰值机械功率 (P_M)	9.4	兆兆瓦
	供给的机械能 (W_M)	8.2	千焦耳
	空球壳达到中心缝合的时间 (t_b)	17.95	毫微秒
	峰值惯性约束参量 (ρR)	3.2	克/厘米^2
	在峰值ρR下核心的压缩 (η核)	10^4	

式中 H 为压缩的最后阶段，在激波压缩的靶核中所能达到的峰值 ρR，ρ和e 分别为在峰值 ρR 瞬间，激波压缩的靶核的平均密度和内能；P_M 为传递的峰值机械功率，W_M 为至峰值 ρR 达到时对聚爆球壳所做的总机械功。峰值功率传递的时刻为 τ_p，

$$\tau_p \simeq 1-(\tau_b/4). \tag{3.9}$$

在 (3.4) 式至 (3.8) 式中消掉质量 m 和参量 τ_b 给出如下结果来表征空球壳的等熵聚变，

$$P_M/H^2=(3.5)S^{3/2}/M_2^{1/8}\,, \tag{3.10}$$

$$W_M\rho^{4/3}/H^3=(6.8)SM_2^{4/5}\,, \tag{3.11}$$

$$e/e_{等熵}=(0.83)M_2^{2/3}\,. \tag{3.12}$$

式中$e_{等熵}$为激波压缩的靶核的内能，若压缩完全是等熵的，那么

$$e_{等熵}=(3/2)S\rho^{2/3}. \tag{3.13}$$

为了获得所希望的 ρR 乘积，所要求的机械功 P_M 与聚变的马赫数 M_2 仅有很弱的关系，如 (3.10) 式所指出的那样，因此几乎与用 ξ 或 ξ_0 量度的球壳厚度无关（球壳厚度比

ζ 近似地与 $M_2^{\frac{1}{2}}$ 成比例）。我们不考虑 P_M 与 M_2 的弱的关系，可得到如下的简单结果：

$$P_M/H^2 \sim (3.5)S^{3/2} \geqslant (3.5)S_0^{3/2}$$
$$= 1.13\times10^9 \text{ 厘米克秒单位}$$
$$\simeq 1 \text{ 兆兆瓦}/(\text{克}/\text{厘米}^2)^2. \quad (3.14)$$

式中 S_0 属于完全简并电子气的熵，

$$S_0 = (3/\pi)^{2/3}h^2/20m_e m_i^{5/3}. \quad (3.15)$$

在（3.15）式中，h 为普朗克常数，m_e 和 m_i 分别为电子和离子质量（对于DT，S_0 值为 2.18×10^{12} 厘米克秒单位）。

我们可把这些结果总括为如下的结论：为了获得给定的 ρR 乘积所要求的机械功率，实质上与球壳厚度无关，此功率至少为每（克/厘米^2）^{2} —兆兆瓦。这个值不仅可用于空球壳也可用于实心球。

（3.4）式至（3.8）式所给出的计算机结果都是用球壳得到的，此球壳的初始密度是非均匀的，按照（2.15）式变化。然而，已证实用初始密度为均匀密度 ρ_{20} 的球壳，并有相同的外半径 R_{20} 及相同的质量 m，当用（3.1）式所指定的驱动压力 P_2 聚爆时，其坍塌时间 t_C 按照（2.20）式计算，可得到实质相同的结果。

4．压缩空球壳所要求的光学功率

我们已经发现，压缩空球壳所要求的机械功率实质上与球壳的厚度无关。然而，我们可预料到光学功率的要求将随聚爆的马赫数的增加（因此球壳厚度减小）而减小。因为，当从入射的激光束所吸收的光学功率给定时，聚爆的马赫数越大，对聚爆球壳所作的机械功的速率越大。这是由于消融“火箭”的推力几乎与其速度无关，故传递给“有效负载”的机械功率与其速度成比例。

为了得到施加的机械功率 P_M 和被消融的球壳吸收的光学功率 P_L 间的比例关系，我们将采用文献[1]中描述的被冕区电子消融的靶丸自调节模型。按照文献[1]，施加在聚爆球壳上的压力 P 由比例关系

$$P \propto I_e^{6/7}/(\alpha r_e)^{1/7} = (P_e/4\pi)^{6/7}/\alpha^{1/7}r_e^{13/7} \quad (4.1)$$

给出。式中 r_e 为冕区电子将强度为 I_e、功率为 P_e 的能量沉积的范围的半径。等离子体参量 α 为

$$\alpha = 2\pi e^4(Z/m_i)^3\ln\Lambda, \quad (4.2)$$

式中 e 表示电子的电荷，Z 为等离子体离子的有效电荷数。对于DT情况，α 值为 4.68×10^{34} 厘米克秒单位（库仑对数 $\ln\Lambda$ 令其等于10）。这时，对于聚爆速率为 u_e 的球壳，所施加的机械功率

$$P_M = 4\pi r_e^2 P u_e \propto P_e^{6/7}(r_e/\alpha)^{1/7}u_e. \quad (4.3)$$

用WAZER编码进行前面所述的计算给出，在峰值机械功率瞬间，聚爆球壳的速率 u_2 和半径 r_2 有如下结果：

$$u_2 = (0.93)\rho_{20}^{1/3}S^{1/2}M_2^{1.23}/\tau_b^{1/2}, \quad (4.4)$$

$$r_2 = (0.37)(m/\rho_{20})^{1/3}M_2^{0.67}\tau_b^{1/2}. \quad (4.5)$$

r_e 视为 r_2，u_e 视为 u_2，由（3.5）、（4.3）、（4.4）和（4.5）式可得到如下结果，

$$P_e/P_M \propto (\alpha^2 m^{4/3} M_2^{1/3}/S^{5/2} P_M)^{1/12}/M_2. \tag{4.6}$$

此式表明，对于给定的冕区电子所沉积的能量速率 P_e，对聚爆球壳所做的机械功的速率 P_M 近似地与它的马赫数 M_2 成比例。

最后，假如我们认为（象文献[1]中那样），P_e 是与所吸收的激光功率 P_L 成比例，由（3.10）和（4.6）式，我们得到比例关系

$$P_L/H^{11/6} \propto \alpha^{1/6} m^{1/6} S^{7/6}/M_2 \tag{4.7}$$

这个结果表示，文献[1]中所得到的结果（4.8）式被推广到具有更大马赫数的聚爆，即推广到空球壳的聚爆。在文献[1]中的结果是对于马赫数 M_2 近似等于 $1(M_2=0.9)$ 的固定马赫数下，实心球的等熵压缩。用（2.25）式，借助于厚度比 ζ_*，上式可写为

$$P_L/H^{11/6} \propto \alpha^{1/6} m^{1/6} S^{7/6}/(\zeta_* + 5/3)^{1/2}. \tag{4.8}$$

考虑在最小熵（$S=S_0$）下，等熵压缩的情形，不考虑与球壳质量 m 弱的关系，由（4.8）式，可以提出如下的半经验公式

$$P_L/H^{11/6} = a/(1+b\zeta_*)^{1/2}. \tag{4.9}$$

在（4.9）式中的系数 a 和 b 用这样的方法得到：用 WAZER 和 LASNEX 计算机编码，对初始均匀的实心和空心 DT 球进行激光聚爆详细计算，将上式与详细计算所得到的结果最好拟合，其结果通常可表示为下式，

$$P_L(\text{兆兆瓦}) = (160/\Omega)[H(\text{克/厘米}^2)]^{11/6}, \tag{4.10}$$

式中

$$\Omega = \sqrt{1+3\zeta_*}. \tag{4.11}$$

（4.10）式对于由实心球（$\zeta_*=0$）到很薄的空球壳（$\zeta=4800$）很大范围的靶，都很好地与详细的计算机结果符合（±30%）。

出现在（4.11）式中的厚度比定义为

$$\zeta_* = R_{10}/(R_{*0} - R_{10}). \tag{4.12}$$

式中 R_{*0} 为在峰值 ρR 瞬间，尚未消融的那部分球壳的初始外半径，即它是"有效负载"的厚度，这个厚度确定球壳的行为，而不是由整个球壳的初始厚度确定。

均匀密度的实心球由 $R_{10}=0$，$\zeta_*=0$ 来表征，因此有 $\Omega=1$，因此无量纲因子 Ω 的物理意义是：用厚度比为 ζ_* 的空球壳代之以实心球聚爆时，其峰值激光功率的减小因子。为了获得给定的 ρR 乘积而使所需要的峰值功率减小一个数量级，要求厚度比 ζ_* 等于33。

用类似的方法，可以得到为了获得给定的 ρR 乘积值所要求的吸收的激光能量 W_L 的半经验公式。用最好拟合（±30%）详细的计算机结果的方法可求出它的参量，用这种方法得到的公式为

$$W_L(\text{千焦耳}) = \frac{(1.8)H(\text{克/厘米}^2)m_0^{2/3}(\text{微克})}{[1+(\zeta_*/5)]^{0.3}}, \tag{4.13}$$

式中 m_0 为整个球壳的初始质量。

与（4.10）式给出的对吸收的激光功率的要求相反，要求吸收的激光能量与聚爆的球壳质量有密切关系（$\propto m_0^{2/3}$）。因此，如果不进行附加的考虑（如预热和去耦的弱点）以便建立最小可能的球壳质量，那么就不可能断定为了达到所希望的 ρR 乘积，最少应当

吸收多少激光脉冲能量 W_L。

我们已看到聚爆空球壳要比聚爆实心球有很大的优越性。不仅所要求的峰值功率减小〔减小了由(4.11)式所定义的Ω倍〕，而且所吸收的激光强度也降低了。这就减小了非线性光学效应及等离子体不稳定性的激发，并改善了靶核与冕区的耦合[1]。另一方面，我们可预料到各类瑞利-泰勒流体不稳定性的效应，对于薄球壳要比厚球壳更为严重，因此这就限制了可能获得的功率减小。我们现在来估算这种限制。

5. 均匀等熵压缩的瑞利-泰勒不稳定性

均匀的，等熵的，可压缩的流体流的线性扰动分析指出，扰动的流速 $\delta\mathbf{u}$ 可由速度位函数 ψ 导出

$$\delta\mathbf{u} = -\nabla\psi. \tag{5.1}$$

它满足如下的波动方程（详见附录）：

$$(\partial^2\psi/\partial x^2) - r_0(\partial\psi/\partial r_0) = q^2\nabla_0{}^2\psi, \tag{5.2}$$

式中 $\psi=\psi(\mathbf{r}_0;\ x)$，$\nabla_0=\partial/\partial\mathbf{r}_0$，$\mathbf{r}_0=\mathbf{r}/h$。量 x 和 q 按下式定义，

$$x=\frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\tau}{1-\tau}\right)=\operatorname{sech}^{-1}(h),\quad q=t_c c_0(r_0), \tag{5.3}$$

$$C_0(r_0)=C_{20}\left[(r_0{}^2-R_{10}{}^2)/(R_{20}{}^2-R_{10}{}^2)\right]^{1/2}. \tag{5.4}$$

扰动压力 $\delta P(\mathbf{r}_0;\ x)$为

$$\delta P=[\rho_0(r_0)/h^5t_c]\partial\psi/\partial x. \tag{5.5}$$

用 (5.3) 式和 (5.4) 式，波动方程 (5.2) 可写为另一种形式

$$q(\partial^2\psi/\partial x^2)=\nabla_0\cdot(q^3\nabla_0\psi). \tag{5.6}$$

我们现在引入聚爆球壳的内表面($i=1$)和外表面($i=2$)的扰动，由球谐函数$Y_{lm}(\theta,\varphi)$定义

$$\delta P_i(\theta,\varphi;x)=\delta R_{il}(x)Y_{lm}(\theta,\varphi), \tag{5.7}$$

相应地，定义速度位函数 ψ 为

$$\psi(\mathbf{r}_0;x)=\psi_l(r_0;x)Y_{lm}(\theta,\varphi)\ . \tag{5.8}$$

假设边界压力未被扰动，在 $r_0=R_{i0}$ 处，满足动力学边界条件为

$$\partial\psi_l/\partial t=a_{i0}\delta R_{il}. \tag{5.9}$$

式中 a_i 表示未扰动的流体的加速度，

$$a_i=a_{i0}/h^3,\quad a_{i0}=-R_{i0}/t_c{}^2. \tag{5.10}$$

运动学边界条件为

$$\partial\psi_l/\partial r_0=-h^2(d/dt)(\delta R_{il}/h). \tag{5.11}$$

边界条件 (5.9) 和 (5.11) 式可以分别写为：

$$\partial\psi_l/\partial x=-(R_0{}^2/t_c)\varepsilon_{il}, \tag{5.12}$$

$$r_0\partial\psi_l/\partial r_0=-(R^2_{i0}/t_c)d\varepsilon_{il}/dx. \tag{5.13}$$

式中 ε_{il} 表示比表面扰动$(\delta R_{il}/R_i)$。

由（5.2）、（5.12）和（5.13）式可得到 $\nabla_0^2\psi(R_{10};x)=0$，并且，由于扰动的流体初始是处于静止状态，即$\nabla_0^2\psi(r_0;0)=0$，因此，我们可限制于体积守恒的扰动，即解方程

$$\nabla_0^2\psi(r_0;x)=0. \tag{5.14}$$

其边界条件为（5.12）和（5.13）式，初始条件为

$$(\partial/\partial x)\varepsilon_{1l}(0)=0. \tag{5.15}$$

这个方程的解为

$$\varepsilon_{2l}=\varepsilon_{2l_0}\cosh(\sqrt{\alpha_l}\,x), \tag{5.16}$$

$$\varepsilon_{1l}=\varepsilon_{2l}\beta^{\alpha l-2}, \tag{5.17}$$

$$\psi_l=-\varepsilon_{2l_0}(R_{20}^2/t_c\sqrt{\alpha_l})(r_0/R_{20})^{\alpha l}\sinh(\sqrt{\alpha_l}x). \tag{5.18}$$

式中 $\beta=R_{10}/R_{20}$。并且式中 $\alpha_l=+l$(纯增长模）或$\alpha_l=-l$(纯振荡模）。

这两种类型的解的线性组合可用来描述如下的扰动：球壳的外表面有给定的比扰动 ε_{2l_0}，而内表面初始未受扰动。在这种情况下，我们得到

$$\varepsilon_{2l}/\varepsilon_{2l_0}=\frac{\cosh(\sqrt{l}\,x)-\beta^{2l}\cos(\sqrt{l}\,x)}{(1-\beta^{2l})}. \tag{5.19}$$

在泰勒所得到的厚度为L的流体层的不稳定性公式中，用替换$\sqrt{ka}\,t\rightarrow\sqrt{l}\,x$，$p^{-2kL}\rightarrow\beta^{2l}$，其中 k 为不稳定波数，可以直接得到上述结果。

另外，若比扰动 ε_{1l_0} 和ε_{2l_0} 初始是相等的，我们可得到

$$\varepsilon_{2l}/\varepsilon_{2l_0}=\frac{\cosh(\sqrt{l}\,x)+\beta^l\cos(\sqrt{l}\,x)}{1+\beta^l}. \tag{5.20}$$

若量 β^l 小于 1，那么对球壳内、外表面的扰动行为是独立的，这样，由（5.19）或（5.20）式都可得到结果

$$\varepsilon_{2l}=\varepsilon_{2l_0}\cosh(\sqrt{l}\,x) \tag{5.21}$$

我们可以用（5.3）式，借助于均匀压缩因子 $\eta(=1/h^3)$来表示扰动增长

$$\varepsilon_{2l}=\varepsilon_{2l_0}\cosh(\sqrt{l}\cosh^{-1}\eta^{1/3}). \\ \sim(\varepsilon_{2l_0}/2)(8\eta)^{\sqrt{l}/3},\quad(\eta\gg1). \tag{5.22}$$

这个结果与阿尼谢莫夫（Anisimov）[8]对于 $l=2$ 特殊情形，用非扰动方法所得到的结果一致。

上述所研究的是均匀驱动压力P_2 作用在初始非均匀球壳 $R_{20}+\delta R_{2l_0}$上，我们可以研究非均匀压力$P_2+\delta P_{2l}$ 作用在初始均匀的球壳 R_{20} 上。假如压力扰动 δP_{2l} 使两种不稳定模产生或增长，那么由（5.5）式和（5.12）式可得到结果的扰动振幅 ε_{2l}，而此扰动振幅与初始球壳扰动 δR_{10} 为

$$\delta R_{10}/(R_{20}-R_{10})=\frac{1}{5}(1+\beta)(\delta P_{2l}/P_2), \tag{5.23}$$

或对于薄球壳（$\zeta_*\gg1$），

$$\delta P_{2l}/P_2\simeq(1+\zeta_*)\varepsilon_{2l_0} \tag{5.24}$$

时的情况相同。

6. 非均匀照明的允差

由（4.1）式，我们可得到驱动压力P与沉积的电子能量的强度I_e的关系式

$$\delta P_{2l}/P_2=(6/7)\delta I_{el}/I_e, \tag{6.1}$$

为了与我们的冕区电子自调节消融模型相一致，若我们假设强度为I_L的激光在光传播的临界半径R_c处被吸收，并且在此转变为电子的熵源，实质上在电子把其能量沉积在靶核外表面R_2处之前，电子并不偏折，那么I_e和I_L有关系式

$$I_e(\mathbf{r})=\frac{1}{4\pi}\int_A\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{I_L(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\right]\alpha A'. \tag{6.2}$$

式中A表示半径为R_c的球面一部分，这一部分球面位于在$\mathbf{r}$的观察者水平线之上。

我们可看到若$I_L=Y_{lm}(\theta,\varphi)$，球谐函数$Y_{lm}(\theta,\varphi)$是方程（5.24）的本征函数，因而

$$I_l=c_l(\alpha)Y_{lm}, \qquad (\alpha=R_2/R_1). \tag{6.3}$$

系数$C_l(\alpha)$有下述性质，

$$C_0(0)=1/4, \qquad C_0(1)=1/2, \tag{6.4}$$

并且若α是小的（$\alpha<0.15$），而l是大的（$l\gg1$），则有近似表达式

$$C_l(\alpha)=(2\pi l^5)^{-1/2}\cos\left[\left(l+\frac{1}{2}\right)\omega-\left(\pi/4\right)\right]. \tag{6.5}$$

式中$\omega=\cos^{-1}(\alpha)$。因而由（6.4）和（6.5）式，我们可得到不等式

$$\delta I_{el}/I_e\leq(2/\pi l^5)^{1/2}(\delta I_{Ll}/I_L). \qquad (\alpha<0.15) \tag{6.6}$$

用N个相同的共焦的、对称配置的激光束照明一个靶球，占主导地位的非均匀性模数l_N的估计值为

$$l_N\sim\left(\frac{\pi}{2}\right)\sqrt{N}, \quad (N\gg1). \tag{6.7}$$

例如，用二十束激光照明，其主模数应为～7。用$l=7$值，由（6.1）式和（6.6）式，我们可得到结果

$$\delta P_{2l}/P_2\leq(0.005)\delta I_{Ll}/I_L, \qquad (l=7). \tag{6.8}$$

我们可得出结论：假若我们的简化模型的假设（$R_c/R_2\gg1$）是适用的。那么厚的过稠等离子体层至少可使照明非均匀性的影响衰减200倍。然而，有两种效应没有考虑，这两种效应可能对这一结论有很大的影响。

第一、当光传播到冕区的过密部分，靶照明的强度变化可能被自聚焦放大。

第二、除非在冕区有高度的电流中性，否则照明强度的变化不能直接经磁场作媒介引起沉积的电子能量强度I_l的变化。即，我们关于在电子把其能量沉积在消融波前之前，源电子实质上不偏折的假设是错误的。我们对这个效应的数值估计如下：

设j_-表示源电子进入的电流密度，j_+为返回的电流密度（$j_+\simeq j_-$），并假设电流密度的变化（$\delta j_l/j_-$）是与吸收的光强度的变化（$\delta I_{Ll}/I_L$）成比例，比例系数为f_l，即

$$\delta j_l/j_-=f_l(\delta I_{Ll}/I_L). \tag{6.9}$$

若在整个冕区有完全的电流中性，那么系数 f_l 当然应为零。

在临界半径 R_c 附近，由电流 δj_l 产生的磁场 B_l 由安培定律可以估计为（高斯单位）：

$$B_l \sim (2\pi R_c/Cl)\delta j_l. \tag{6.10}$$

忽略电子偏折的条件意味着，能量为 kT_e 的电子，在磁场 B_l 中有拉摩半径 R_L，此拉摩半径 R_L 应大于 $R_c - R_2 \simeq R_c$，即

$$R_c < R_L = (2mc^2kT_e)^{1/2}/eB_l. \tag{6.11}$$

（6.9）式、（6.10）和（6.11）式导致如下条件，

$$\delta I_{Ll}/I_L < (2kT_e/mc^2)^{3/2}(lp^*/f_lP_L), \tag{6.12}$$

式中

$$P^* = m^2c^5/e^2 = 8.71\text{千兆瓦}. \tag{6.13}$$

其中电流密度 j_- 可借助吸收激光功率 P_L 写出，

$$P_L = 4\pi R_c^2(\mathrm{k}T_e/e)j_-. \tag{6.14}$$

若 $\delta I_{Ll}/I_L = 0.05$，$l = 7$，$T_e = 24$ 千电子伏，那么系数 f_l 必须满足不等式

$$f_l < (0.04)/P_L(\text{兆兆瓦}). \tag{6.15}$$

因而，吸收的激光功率在 4—400 兆兆瓦范围，在冕区内可预期有严重的磁场效应，除非在这个范围内存在很高程度的电流中性。

7．瑞利-泰勒不稳定性所施加的限制

瑞利-泰勒不稳定性的线性理论仅适用于振幅 δR 与波长 λ 相比是小的情形。即适用于

$$k\delta R < 1, \qquad (kR_2 = 2\pi R_2/\lambda = l). \tag{7.1}$$

假如振幅变得很大以致破坏了这个条件，我们可预料其增长速率变得比线性理论所预期的速率小，因为一部分表面可能用其它方法加速快于自由落体（相对于与聚爆球壳一起运动的观察者）（$\delta\ddot{R} = -|ka\delta R| < -|a|$）。

另外，在聚爆期间球壳的完整性要求振幅 δR 不应当超过球壳厚度 $R_2 - R_1$，或者，借助于比振幅 $\varepsilon = \delta R/R_2$ 应有

$$\varepsilon < 1/(\zeta_a + 1), \tag{7.2}$$

由不等式（7.1）和（7.2）式可知，线性理论可用来描述模数 l 小于 $(\zeta_a + 1)$ 时的破坏振幅的扰动增长。这个结果与按照线性理论得到的增长速率是 $l(\propto\sqrt{l})$ 的增加函数的事实一起导致如下结论：潜在的最有破坏性的模的模数 l^* 至少要为 $\zeta_a + 1$，即

$$l^* \geqslant \zeta_a + 1. \tag{7.3}$$

若我们假设最大破坏模有初始振幅 ε_0，在峰值机械功率传递时刻 τ_p 之前，它按照（5.21）式增长（不达到破坏振幅），那么

$$\varepsilon \simeq (\varepsilon_0/2)\left[2/(1-\tau_p^2)\right]^{\sqrt{l^*}/2} < 1/(\zeta_a + 1). \tag{7.4}$$

用（2.25）、（3.7）、（3.9）和（7.3）式，上面的不等式意味着

$$\varepsilon_0 < f(\zeta_a)\eta^{-(1/3)\sqrt{\zeta_a+1}}, \tag{7.5}$$

式中

$$f(\zeta_*) \simeq (1/9)\left[(\zeta_* + 1)/18\right]^{(1/3)\sqrt{\zeta_* + 1} - 1}$$

$$< 1/5, \quad (3 \leqslant \zeta_* \leqslant 30). \tag{7.6}$$

因此，对于厚度比 ζ_* 的范围由3到30区间，为了避免破坏性的不稳定性，必须满足如下的不等式，

$$\zeta_* + 1 < \left[3\ln(5\varepsilon_0)/\ln\eta\right]^2. \tag{7.7}$$

用（4.11）式定义功率减小因子 Ω，不等式（7.7）意味着

$$\Omega < 3\sqrt{3}\left|\ln(5\varepsilon_0)/\ln\eta\right|. \tag{7.8}$$

例如，若 $\eta = 10^4$，$\varepsilon_0 = 2\times10^{-5}$，那么 ζ_* 必须小于 8，Ω 必须小于 5[因为 η 和 ε_0 在（7.7）和（7.8）式中仅以对数的形式出现，因此这些结果对于所选取的 η 和 ε_0 值是不太灵敏的]，在表 11 中列出了另外一些结果。

表 11　瑞利-泰勒不稳定性所施加的限制

假设： $\eta = 10^4$	$\varepsilon_0(l = l^*) = 2\times10^{-5}$	$N = 20$	
球壳厚度比		(ζ_*)	$\leqslant 8$
功率减小因子		(Ω)	$\leqslant 5$
允许的压力变化		$(\delta P(l = l^*)/p)$	2×10^{-4}
允许的照明变化		$(\delta I l = l_N/I)$	10^{-1}
为了获得 $\rho R = 3$ 克/厘米^{2}所要求的激光功率		(P_L)	240兆兆瓦
最坏的模数		(l^*)	$\geqslant 9$
主模数		(l_N)	~ 7

8. 总 结 和 结 论

我们将所得到的主要结果概括如下：

（1）用空球壳聚爆，为了获得给定的 ρR 乘积所需要的峰值机械功率实质上与球壳厚度无关。

（2）若用较薄的球壳聚爆，所需要的峰值光学功率减小，其减小程度与聚爆球壳的马赫数成比例。

（3）在空球壳的均匀等熵聚爆期间，瑞利-泰勒不稳定性的增长可用泰勒得到的非压缩流体的结果严格描述，考虑到在球形几何结构下变化的加速度，用简单方法对泰勒的结果进行修正。对于 $l = 2$ 模，增长速率与阿尼谢莫夫和伊洛加洛夫[19]用非扰动法所得到的结果一致。

（4）假若靶核在整个聚爆期间都被一层厚的、静止不动的冕包围，并且倘若潜在大的非中性的冕电子流（由于非均匀照明引起的）不过分大地扰动聚爆对称性，那么将允许照明有严重的非均匀性。

(5) 用等熵聚爆达到高程度的压缩似乎受瑞利-泰勒不稳定性的限制，对于球壳，其未消融厚度应为它的半径的～10%。用这种厚度的球壳，为了获得相同的 ρR 乘积，所需要的光功率仅为实心球的 1/5 。

在我们的不稳定性增长的处理中，我们没有考虑消融粘性、热扩散或在流体表面有限的密度梯度等因素的影响。这些因素的每一个都倾向于减小短波长模的增长速率。不考虑这些效应看来是粗糙的，这已由包含这些效应的等熵聚爆球壳的二维计算机模拟[11]所证实，计算机模拟指出，对于此处所研究的波长（$l\leq 10$），其增长速率为瑞利-泰勒值的 50%—100%。

在此我们尚未考虑的，限制使用薄球壳的第二个效应是靶核被软X射线及超热电子预热[12]。对这个效应来说，薄球壳要比实心球更易受损伤，这是因为靶核不能很有效地屏蔽来自冕区的超热电子，另一方面，薄球壳对于冕与核间的去耦的影响不严重，这是因为在消融波前处要求有较低强度的能量传递。

激光驱动聚爆的基本问题看来是由于瑞利-泰勒不稳定性增长使驱动压力扰动有小的容限。然而，由于靶球照明的非均匀性，可能会产生很大的流体力学压力扰动。对这种可能性尚需作进一步估价。

附 录

对初始为均匀熵的态进行等熵压缩，其流体的运动方程可写为

$$du/dt=\partial \mathbf{u}/\partial t+(\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u}=-\nabla S. \qquad (A.1)$$

式中 S 表示流体的比熵，并由

$$S=\int dP/\rho=C^2/(\gamma-1), \qquad (C^2=\gamma P/\rho) \qquad (A.2)$$

给出。

由（A.1）式立刻可以得到旋度是守恒的，即

$$\frac{d}{dt}(\nabla\times\mathbf{u})=0. \qquad (A.3)$$

因为我们所研究的流体初始是处于静止状态，由（A.3）式可得出在所有时间，流体的运动都是无旋转的。

用上角标 0 来表示未扰动量，按惯例用 δ 来表示小的扰动，即

$$\mathbf{u}=\mathbf{u}^0+\delta\mathbf{u}, \qquad S=S^0+\delta S. \qquad (A.4)$$

我们得到

$$(d/dt)\delta\mathbf{u}=-\nabla\delta S. \qquad (A.5)$$

借助于位函数 ψ 来定义速度扰动 $\delta\mathbf{u}$ 为

$$\delta\mathbf{u}=-\nabla\psi, \qquad (A.6)$$

可得到

$$\delta S=d\psi/dt=D\psi/Dt. \qquad (A.7)$$

式中

$$D\psi/Dt=\partial/\partial t+(\mathbf{u}^0\cdot\nabla). \qquad (A.8)$$

在（A.7）式中我们可以不管传递导数（d/dt）和（D/Dt）对于扰动及非扰动流的区别，因为这个区别是二级扰动量。

其次，我们转向于质量守恒方程，

$$\dot{\rho}=\partial\rho/\partial t+(\mathbf{u}\cdot\nabla)\rho=-\rho(\nabla\cdot\mathbf{u}). \quad (A.9)$$

由此方程可推导出扰动 $\delta\rho$ 所满足的方程为

$$(D/Dt)\delta\rho+(\nabla\cdot\mathbf{u}^0)\delta\rho=-(\delta\mathbf{u}\cdot\nabla)\rho^0-(\nabla\cdot\delta\mathbf{u})\rho^0, \quad (A.10)$$

此式可写为如下形式，

$$h^2(D/Dt)(\delta\rho/\rho^0)=\nabla_0^2\psi+(\delta\rho^0/\partial r_0)(\partial\psi/\partial r_0)\rho^t. \quad (A.11)$$

式中

$$\mathbf{u}_0=\mathbf{u}/h, \qquad \nabla_0=\partial/\partial\mathbf{u}_0.$$

用（2.13）和（2.15）式，我们得到

$$(1/\rho^0)(\partial\rho^0/\partial r_0)=3r_0/(r_0^2-R_{10}^2)=r_0/q^2, \quad (A.12)$$

式中 q 用（5.3）式定义。

密度和熵的扰动关系式为

$$\delta\rho/\rho^0=(3/2)\delta S/S^0=(ht_c/q)^2\delta S. \quad (A.13)$$

将（A.11）、（A.12）和（A.13）式的结果组合，我们得到

$$h^2t_c^2(D/Dt)(h^2\delta S)=q^2\nabla_0^2\psi^*+r_0(\partial\psi/\partial r_0). \quad (A.14)$$

将（A.7）式给出的 δS 值代入此方程中，我们最后得到速度位函数 ψ 所满足的波动方程

$$\partial^2\psi/\partial x^2=q^2\nabla_0^2\psi+r_0(\partial\psi/\partial r_0). \quad (A.15)$$

式中 x 由（5.3）式定义，并且有性质

$$\partial/\partial x=h^2t_c(D/D\tau)^{**}. \quad (A.16)$$

参考文献

[1] Kidder, R. E., Laser compression of matter; Optical power and energy requirements, Nucl. Fusion, 14 (1974) 797.
[2] Nuckolls, J. H., "Laser interaction and related plasma phenomena" ,(Schwarz H., Hora, H., Eds), 3B, plenum, New York (1974) 449.
[3] Nuckolls, J. H., Laser-Fusion Program Semiannual Report-July-December 1973, UCRL-50021-73-2 (April 1974) 87.
[4] Kidder, R. E., Nucl. Fusion, 14 (1974) 53.
[5] Kidder, R. E., Barens, W. S., WAZER, Aone-Dimensional, Two-Temperature Hydrodynamic Code, UCRL—50583 (January 31, 1969).
[6] Zimmerman, G. B., Univ. of California Report No. UCRL—74811, 1973 (unpublished).
[7] Kidder R. E., Zink, J. W., Nucl. Fusion 12 (1972) 325.
[8] Jaylor, G. I., Proc. R. Soc., Ser. A 201 (1950) 192.
[9] Anisimov, S. A., Inogamov, N. A., Sov. Phys. —JEJP Lett., 20 (1974) 74.
[10] Garrison, J. C. (unpublished).
[11] Lindl, J. D., Mead, W. C., Phys. Rev. Lett., 34 (1975) 1273.
[12] Fraley, G. S., Mason, R. J., Phys. Rev. Lett., 35 (1975) 520.

[吴存恺译自《Nucl.Fusion》, Vol. 16, 3 (1976), 楼祺洪校]

* 原文这项为 $\nabla_0^2\psi$，无 q^2。——译者注

** 原文这项为 $h^2(D/D\tau)$，无 t_c。——译者注

多层聚变靶丸的聚爆、稳定性及燃烧

弗雷利（G. S. Fraley）等

洛斯·阿拉莫斯科学实验室

本文叙述了激光或电子束聚爆用的各种多层聚变靶丸。这种靶丸的主要结构是：在空心的燃料层外面有一个高 Z 物质做的推进层。它的作用是在不用对脉冲做特殊整形的情况下大大改进靶丸性能。还一般地讨论了多层、多种材料靶丸的优点。稳定性计算则表明球壳内、外表面的泰勒不稳定性可使球谐分波 l 数约为100的扰动放大一万倍以上。然而，通过降低球壳形状因子（$r/\Delta r$）及强化烧蚀速率可使这种放大显著降低。形状因子取为5左右或再小和（或）采用低效率的推进层爆炸方式，似乎可使不稳定性控制在容许范围内。还简要地讨论了高 Z 物质对热核燃烧的惰层效应。

引　言

一般说来，激光聚变靶的组成是一个含有燃料的靶丸及一些其他材料构成的球壳，壳外是另一种高度不对称的通常是低 Z 物质结构。多年来，洛斯·阿拉莫斯和利弗莫尔实验室一直在研究将许多相接的各种低 Z、高 Z 物质球壳靶应用于激光和电子束聚变。球壳既可以改善靶的结构又可以改进聚爆。设计不对称的外部结构（见文献［1］）是为了从一束或多束激光束中吸收能量并均匀地输运到聚爆靶丸的表面。本文，报告了多层球壳的聚爆动力学、稳定性及热核燃烧的研究成果。任何不对称的外部结构，我们都表示成靶丸外部低 Z 物质部分的不对称性并假定是球形照射。

复合靶的聚爆现象

在图1里，画出了五种最简单的靶丸示意图。Ⅰ和Ⅱ种靶丸在文献［2］中已报告过。在第Ⅱ种靶里，外部的低 Z 物质一般是塑料，它能改善从吸收区到稠密壳表面的热传导对称性，这一层（或者不对称的等效结构）并非所有的靶丸设计都采用。由于膨胀和（或者）烧蚀压力作用引起第二层（或者第一层的内侧部分）聚爆，从而使燃料压缩和加热。这种高 Z 和高 ρ 的推进层或者惰层（它们通常比燃料重得多）的优点是：

（1）使结构有一定的刚性和容纳初始室温下的气体燃料。

（2）高 Z 物质使超热电子对燃料的预热[3]受到屏蔽。

（3）Z 高可使热传导降低，于是在所有其他条件都相同的情况下，使未烧蚀球壳的聚

爆能量密度提高。聚爆的时间是能够调整的，对于给定的（通常是简单的）激光脉冲，可调整彼此相接壳层物质的Z和ρ来实现。

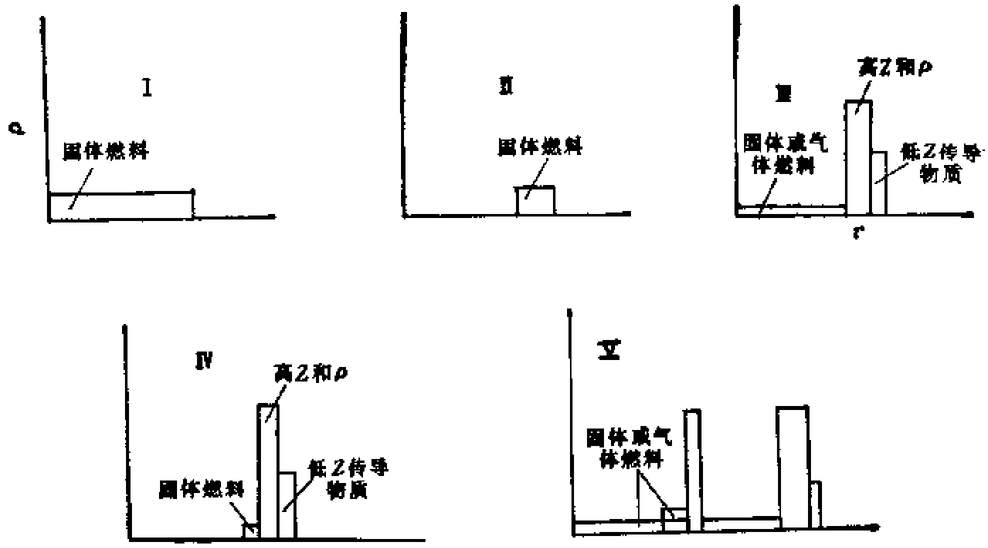


图 1　五种激光聚变靶丸

(4) 球壳的形状因子（$r/\Delta r$）较大，聚爆时间也较长，输入能量以动能形式积累的时间也长，这就允许使用随时间变化比较小的长脉冲。

(5) 由于推进层外表面烧蚀或者推进层爆炸给予推进层内侧的动能通过压缩过程再传递给燃料。当燃料压力超过推进层外表面压力时，这大约变得重要了。初始密度ρ大的物质比熵小，当有能量传递时，球壳密度ρ可被压得比较高，这时ρ较高的球壳使能量传递进而使压缩都得到改善。

(6) 除了由靶丸外表面烧蚀压力造成聚爆[2]外，还有一种最重要的情况，即，初始密度比燃料大得多的推进层有可能通过使整个靶迅速均匀加热，然后推进层再向内和向外爆炸实现燃料的聚爆，这种方式效率低，但比烧蚀方式更稳定。

(7) 由于高Z物质散射率高，在电子束引爆聚变中，为了吸收电子和屏蔽燃料，要求壳体的Z数要高。

为了获取好的聚爆，第Ⅱ种球壳对脉冲形状要求很严，其原因和裸实心靶[2]相同：即燃料初始受到强烈的冲击，影响了后面的绝热压缩。若填充的是低密度气体，问题就更突出了，因为比熵随密度下降而增加。想使燃料不被冲击到太高的绝热点，以便得到所需要的压缩度，这将是困难的。在这些小靶丸中，使温度或压缩度达到点火条件，温度较容易达到。

第Ⅳ种靶丸，燃料是空心球壳，它们沉积在推进层上(冷冻的DT或者LiDT)，这种靶丸一般说来比第Ⅱ种靶丸好得多。这种空心型靶免去了第Ⅱ种靶丸对激光脉冲形状的某些要求，而且用能量≲ 100 千焦耳，形状简单（比如高斯型）的激光脉冲就有可能达到点火所要求的ρR值（≳0.3克/厘米^2）。聚爆顺序是：

(1) 激光脉冲前沿产生一个弱冲击波通过推进层和燃料，由于在只有几电子伏的温度下，冲击波跃变比约为 4，因而推进层和燃料密度都有提高。

(2) 驱动聚爆的烧蚀作用使推进层和燃料向内作加速运动（烧蚀物质除外）并且通过这种加速使推进层和燃料进一步压缩。这相当于在有效重力作用下，使靠近推进层的燃料被压缩，且密度假设为指数分布，加速度增大使燃料和推进层更进一步绝热压缩。

(3) 当燃料接近球心的时候，球形会聚效应使燃料和推进层再次以越来越大的速率压缩。

(4) 当燃料密度峰到达球心时，密度和压力急剧上升，并从球心向外反射一个冲击波穿过燃料，这个使燃料密度和温度增高的冲击波在其变成小到可以忽略不计之前要在球心和推进层之间反射一、二次。

(5) 其后，燃料是绝热压缩，而且是连续的，一直到里面的推进层被燃料压力顶住为止。如果推进层的比熵低，这种后期压缩可使燃料密度提高100倍左右。加速、会聚效应以及两个冲击波的跃变可使燃料密度再提高100倍左右。

(6) 由于聚爆的燃料壳内侧密度较低，所以，这部分燃料受到更强烈地冲击，因而，最后被压缩成球状的燃料有一个相对很热的中心，自然这个中心使从中心点火的热核燃烧有较高能量效率[8]。

图2a是聚爆靶的一系列球对称密度分布图和一个速度分布图，这个靶子的结构是里面的初始半径为484微米，质量是100微克的空心DT燃料薄膜（冷冻后的初始密度 $\rho=0.213$ 克/厘米^3），外面是 $Z=30$，$AM=100$，初始密度 $\rho=10$ 克/厘米^3，质量是100微微克的理想流体推进层，聚爆用的脉冲半最大全宽度 $\tau=3.5$ 毫微秒，总能量 $E=100$ 千焦耳，形状是高斯型。这些曲线是聚爆接近结束时的不同时刻，在半径100微米以内的密度分布，它也说明了上述诸点。图中垂直的虚线表示推进层和燃料的边界。在最大压缩时刻燃料的 $\int\rho dr=0.8$ 克/厘米^2，而整个靶丸的 $\int\rho dr=2.3$ 克/厘米^2，峰值温度为10千电子伏，球壳靶的初始形状因子为144。

改变脉冲形状使之更适于提高燃料密度，达到改善聚爆性能的目的，其途径是在燃料刚好到达球心之前要不断地提高向心加速度，同时要实现流体有最好的稳定性（这又是较难同时实现），否则，这种作法毫无意义。脉冲可以做得比较短而能量更高，使得在聚爆过程中烧透整个推进层（这在某种程度上，有点象推进层爆炸方式），从而降低流体不稳定性，这时推进层的比熵大大提高，但最终的绝热压缩却下降。

图2b画的也是这种情形，它与图2a相同，但是脉冲的半最大值处全宽度为0.4毫微秒，总能量 E 为300千焦耳，给出的燃料 ρR 值为0.2克/厘米^2，靶丸总 ρR 值为0.6克/厘米^2，该空心DT燃料薄膜初始半径为213微米，质量为2.5微克，冻结在100微克理想流体推进层的内壁上，球壳初始形状因子是10。

图2c画出了接近最大压缩度时，A、B 两种情形的电子温度分布。B 种情形脉冲较短，能量较大。在A种情形里燃料-推进层界面处出现的温度急剧下降，在B情况里没有出现。

第Ⅴ种靶丸由二个或多个稠密球壳组成。由中心向外相邻球壳间的质量约提高10倍，而且壳与壳之间有少量的低密度缓冲气体。这种结构使能量集中于燃料内，即提高了燃料的能量密度，因为在相邻的小物质块间弹性碰撞会使速度显著增大，然而，效率大大降低

了。第Ⅴ种靶丸（燃料均匀填入或者做成空心球壳）适用于电子束聚爆，或者某些长脉冲激光聚爆，这里大部分能量得到利用，但是，在最外面的壳体只能达到稍低的能量密度。一般说来，由于存在不稳定性，这种靶丸甚至比现在讨论的其他类型靶丸困难大得多。

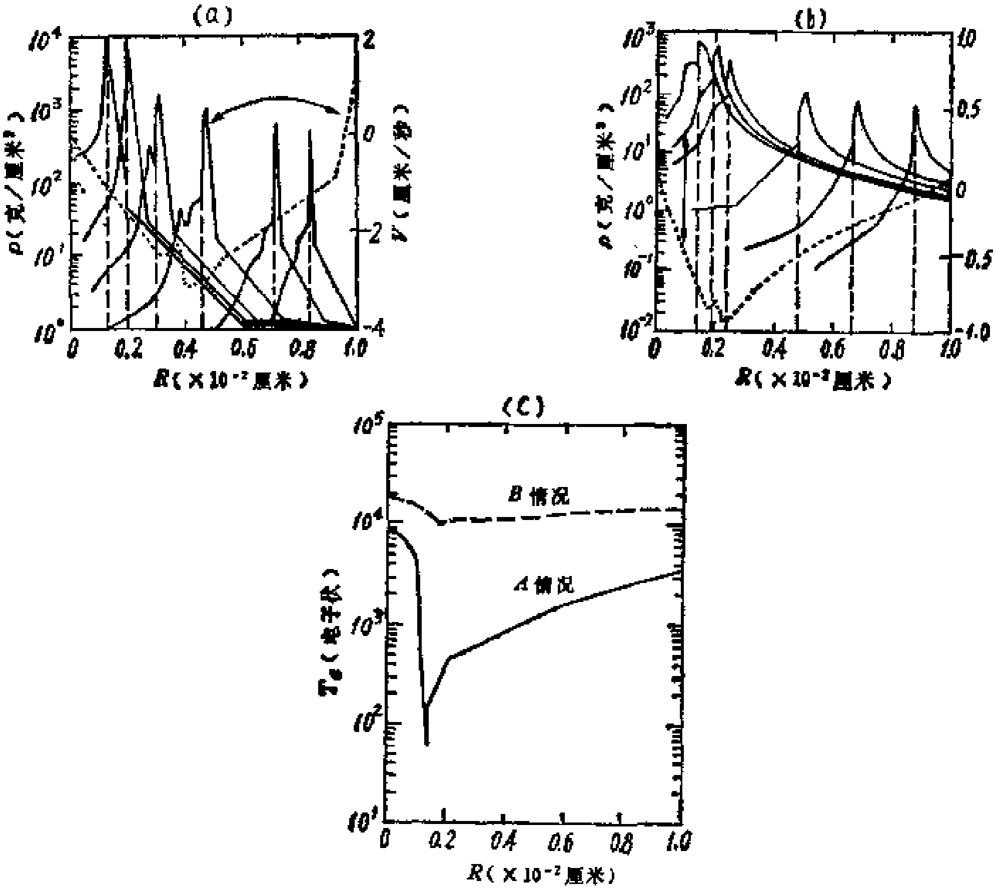


图 2

(a) 初始半径为484微米的第Ⅳ种靶丸，在 3.5 毫微秒内吸收1 00 千焦耳能量后的密度分布图系列。
(b) 在 400 微微秒内吸收 300 千焦耳能量的 $A=10$ 靶丸。
(c) 在(a) 和(b) 结构中，对应于终态密度分布图的温度。

稳 定 性

当密度较低的燃料在聚爆末期被密度很高的推进层压缩，且燃料–推进层之交界面是减速的时候，该交界面是泰勒型不稳定的[4]。与此相似，在烧蚀产生的低密度物质压力作用下，向内做加速运动的球壳外侧烧蚀面看来也是泰勒型不稳定的，可是，由于烧蚀阵面上的热传导以及物质不断地流过烧蚀面，使得这种情况非常复杂。然而，电子束聚爆的球壳靶（烧蚀中的热传导很小）显示出在球壳内侧、外侧都有类似的不稳定性。用线性扰动球谐分析的 l 数表示，当 $l\gg1$ 时，在半径 r 处，以不变速率 a 减速的，密度间断相当大的表面上，泰勒增长速率[4]为：

$$\gamma\simeq\sqrt{\frac{al}{r}} \tag{1}$$

或者经过时间Δt，以不变速率加速通过距离Δr后

$$\gamma \Delta t \simeq \sqrt{\frac{2l\Delta r}{r}} \tag{1}'$$

显然，由于ξ的微分方程对时间是二阶的，所以，若在$\frac{\Delta r}{r}$很小，加速度又几乎瞬时的出现，则扰动发展不大，因为当$a=0$时，扰动随时间线性增长，可是，在现实中，并不总是这样。我们还必须考虑l数的上限，由热传导、未包含在(1)式中的有限梯度长度效应[4]及非线性饱和效应确定，当l数较大时，后者作用较强（见下面）。

上面关于球壳泰勒稳定性的评述似乎是清楚的，而且自从在几年前首次对复合型激光聚变靶和电子束聚变靶进行研究后，它们就已经为人们所了解。现在把这些结果看成新奇的是不妥当的。

最近，发展了一种球谐展开法，精确求解以带热流的流体力学过程（零阶为球对称[5]）为基础的全一阶扰动方程。用这种方法计算证明了类型广泛的第Ⅰ种靶的聚爆外表面是稳定的[6]。

外表面不稳定性

这里，我们报告的球壳聚爆计算都存在着足以引起外界面明显不稳定的向心加速度，计算涉及的是一些简单的球壳（第Ⅱ种），但用了不同的Z值和初始密度ρ值，所以，计算适用于第Ⅱ、Ⅳ和Ⅴ种靶。图3画出了$Z=1$，$AM=2.5$，初始形状因子$A\equiv r/\Delta r$，平均半径及平均密度分别为20，850微米及0.2克/厘米^{3}的球壳被$\tau=2.5$毫微秒，$E=100$千焦耳的高斯型脉冲聚爆，在激光峰值功率前0.5毫微秒时的聚爆结果。

图3a是零阶密度ρ和温度T；3b和c是扰动引起的径向位移ξ_r/ξ_{r0}，以外表面初始不平度为度量标准，它对应有一组l值，在这些l值的范围内泰勒不稳定性增长速率最大。注意：

(1) $l=50$和100的结果不是不可压缩的，事实上，在不稳定表面处ξ_r有最小值，($\nabla\cdot\vec{\xi}_\theta$)有最大值（未画出），这些都不象是标准的泰勒分波。它如不是一种不同的——大概是热传导影响的——不稳定性就是一种可压缩效应，因为l比较小时，有此现象。

(2) $l=100$的结果表明不但在$r=0.062$厘米附近有这种可压缩结构而且在0.064厘米附近还有标准的泰勒型结构，l较大时为纯泰勒型。

(3) $l=400$的结果表明在烧蚀面附近ξ_r开始变号，这是聚爆过程中常见的一种效应，最先发生在l数高的地方。

(4) 在所有情况下，$\xi_r(l)$都在$l=300$左右有明显的最大值（见图5)。没有热阻尼的纯泰勒分波随l增长到分波波长接近密度梯度长度而渐近地逼近最大值。

图4是烧蚀表面处$\xi_r(t)$的增长情况。除上述情况外，相应地还增加了Z、ρ，总质量及能量都相同，但A和τ较小的其他情况，曲线对应的l数都是$\xi_r(l)$最大值附近的值。图上标明了球壳内表面到达球心的时间，τ比较小的时候，球壳差不多烧穿。注意，A和τ比较大，增长也比较大，而且，在球壳到达中心时可达10^4或者更大。由于半径r比较小，球

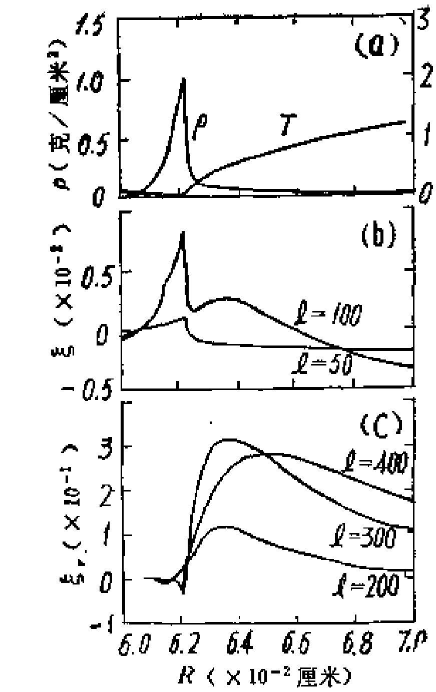


图 3

(a) $A=20$球壳的零阶密度和温度。

(b) 和(c) 各种 l 分波的 ξ_r(径向位移)。

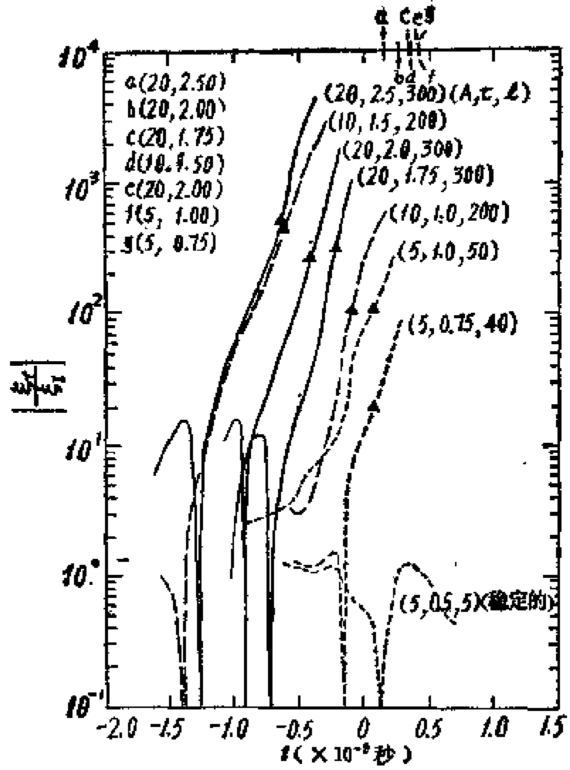


图 4　A和τ为一定，烧蚀面处增长最大的 l 分波的 ξ_r值

($t=0.0$为输入脉冲的峰值功率时间)。

壳厚Δr 比较大，当τ比较小时，烧蚀面的烧蚀速率和温度都比较大，因而，总的增长比较小。图 5 给出了在图 4 上用三角符号标出的那些时刻，对于各种 A和τ，不稳定性分波增长的谱形。曲线的最小值对应于上述分波变号的情况。在急剧上升阶段（ξ_r变号后，就出现）增长与方程(1)相符，一直到烧蚀阵面切向热弛豫速率［方程 9[6]］近似等于泰勒增长速率时的 l 值。要着重指出：在ξ_r迅速增长阶段(图 4)，所有情况的指数增长速率都近似相等。那些总增长比较小的情况也是如此，其原因是在迅速增长之前有一个比较大的时间滞后。增长最大的 l 数往往对应于波长约为球壳瞬时厚度的分波。质量和 A 相同而 Z 较大的球壳增长仅稍小一点。看来 $A>5$ 的球壳将是难以采用，除非接近均匀加热的推进层爆炸方式(上述第2节)，在 $\tau\longrightarrow 0$ 的极限情况下，外表面不稳定性

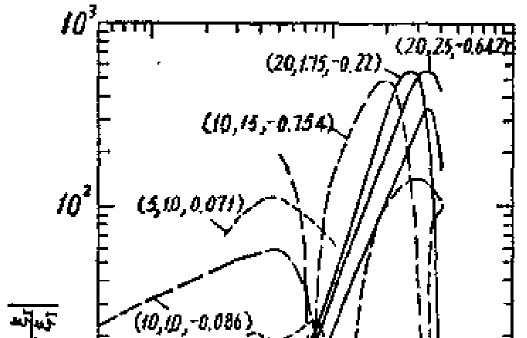


图 5　在图 4 标明的时刻，各种 A 和τ的分波增长谱

增长被进一步降低到实际为零。

内表面不稳定性

燃料在我们感兴趣的高温下，热传导使内表面不稳定性减弱。我们在这里介绍的计算结果没有考虑热传导，一般说来，这样比较容易计算而且代表了最坏的情况。在被我们最佳化了的初始条件下，推进层的初始密度是均匀的，且与密度低得多的燃料处于压力平衡。当然，实际过程中形状因子A要不同于聚爆刚开始的值，因为有烧蚀及非均匀压缩存在。整个推进层的负初始速度分布是线性的且相对于燃料处处是亚音速的。实际上，在燃料压力使推进层开始减速之后，压缩比（从而能量传递效率）随推进层动能与燃料内能初始比率增加而增加，且以十分明显的方式随A的增加而下降。

图 6 画的是初始$A=10$的球壳刚好在峰值压缩比之前的零阶密度分布，以及该时刻$l=10$和$l=100$的ξ_t/ξ_{ti}值。推进层初始密度及内半径为 10 和 100（任意单位）。有关的燃料初始内能和推进层动能值会给出最大的体积压缩比$C=12.8$。注意：泰勒分波是熟知的指数型。图 7 画的是在此情况下各种l分波的振幅随时间的变化。它包括了图 6 中交界面处$l=10$，100 的分波振幅。不稳定性开始前的时间滞后是稀疏波扫过推进层并到达燃料处的时间，稀疏波到达燃料层，推进层的外侧就不再有任何推动作用了。这种时间滞后对于比较厚的推进层有一定好处，如在图 8 中所见。图 8 画的是对不同的A和C，$l=100$的分波振幅与推进层内直径的函数关系，显然，这些扰动增长是相当大的，是危险的。

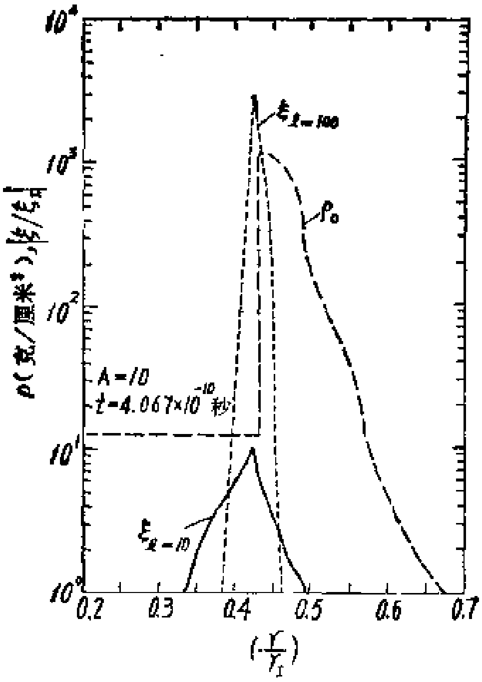


图 6 $A=10$的球壳压缩度即将达到最大值时，内表面的不稳定性

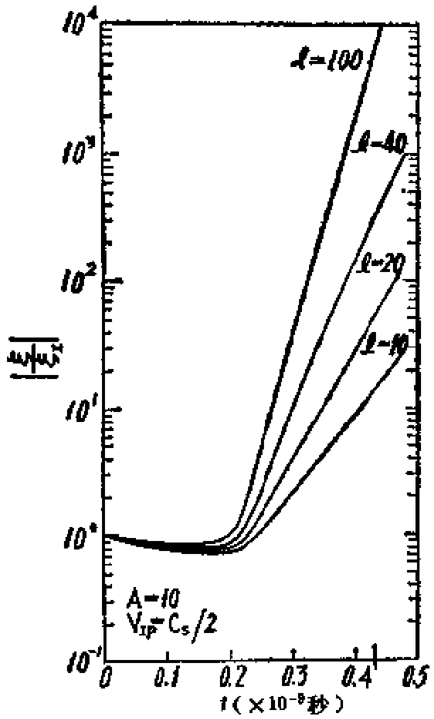


图 7　$A=10$ 的球壳的各种 l 分波振幅

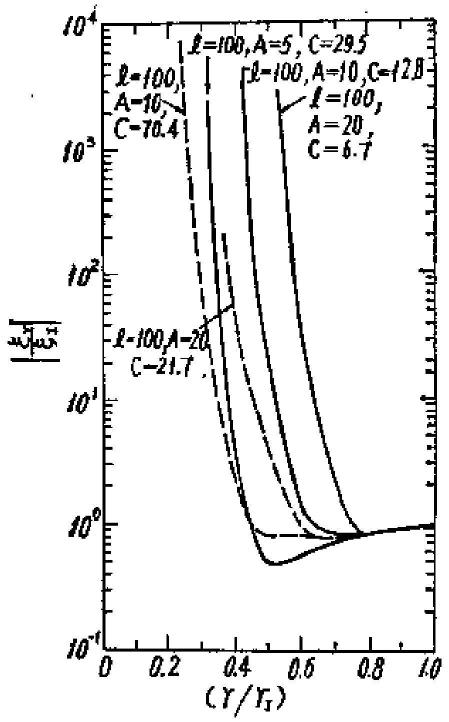


图 8　A 和 C 为不同值时 $l=100$ 的分波振幅随推进层内直径的变化

不稳定性的讨论

关于线性（小振幅）增长，注意到：

（1）为我们关心的那些情况中，不稳定性的最大增长出现在 $l\gtrsim 20$ 处。激光照射（也许还有电子束照射）产生的不对称被吸收区和烧蚀表面之间的热传导减弱。烧蚀表面处由此引起的不对称则被限于 $l\lesssim 5$。所以，不稳定性产生的原因，靶丸不完善与照射的不对称相比较，很象是由靶丸不完善所致。

（2）在外表面不稳定性增长最大的 l 波段在内表面增长也大，所以，我们将认为内表面增长是由外表面引起的。外表面 l 数较低的分波，在内表面引起的增长比 l 数较高的分波引起的增长相对大一些，所以，它们在内表面引起的增长比在外表面显示出的相对增长更为有效。

（3）设计靶丸时，在燃料和推进层之间引进中等密度的介质，以增大有效的密度梯度长度，可以使内界面不稳定性降低。

关于非线性增长，注意到：

（1）l 数比较大的分波，在振幅比较小时，就达到饱和，并将使低密度材料同高密度材料简单地混合，使交界面的密度梯度长度增大，球壳不致于破坏。这种混合有可能使向外传播的热核燃烧熄灭，因面限制了产额。文献[7]指出了气泡型和尖峰型非线性泰勒不稳定性的发展。非线性饱和的细节与线性分波谱形有关，如图 5 所示。

（2）在内界面上，l 比较小的分波，由于尖峰型不稳定性的穿透作用，深混合要使燃

料变冷，压缩受到限制，并影响或降低热核点火。外界面的混合，由于产生了热量的对流流动，可使聚爆发生改变，但不会破坏聚爆，除非到了内表面扰动过大或者到了使球壳破坏的程度。

带惰层的热核燃烧

关于和文献[8]相类似，但用了高 Z 、高 ρ 推进层材料做惰层的热核燃烧的研究在文献[9]中做了报道，这种研究一个有意义的成果是确定点火阈时（燃料点火阈为 $\rho R \gtrsim 0.3$ 克/厘米²），$\int \rho dR$的计算不再只对燃料进行而是同时对燃料和惰层一起做近似计算，在图9中可看出此点。图9画出了对应于三种不同的燃料质量，用金做惰时的燃耗 f_{r0}，在这里，惰与燃料的密度比为4.0，质量比为3.0，所以，用高 Z 和高 ρ 物质做的球壳部分地代替燃料，可使聚爆过程得以改善，又不提高点火需要的燃料压缩度。

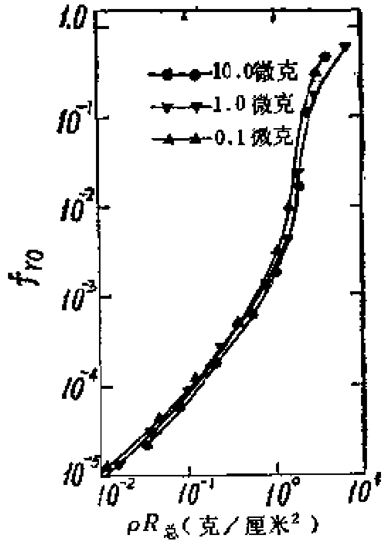


图9 用金做惰层，质量为10微克，1.0微克，0.1微克，的DT靶燃耗 f_{r0} 与 $\rho R_{总}$的关系
金与DT的质量比为3，密度比（ρ_{Au}/ρ_{DT}）为4。

参考文献

[1] MCCALL, G. H., MORSE, R. L., Target comperession with one beam, Laser Focus (December 1974) 40.

[2] CLARKE, J. S., FISHER, H. N., MASON, R. J., Bull. Am. Phys. Soc. 17 (1972) 1035; Phys. Rev. Lett., 30 (1973) 249. NUCKOLLS, J., Woop, L., LA—5743—MS.

[3] MORSE, R. L., NIELSON, C. W., Phys. Fluids, 16 (1973) 909.

[4] CHANDRASEKHAR, S., Hydrodynamics and Hydromagnetic stability, ch. X, "The stability of superposed Fluids; The Rayleigh—Taylor Instability", charendon press, oxford (1961).

[5] HENDERSON, D. B., MORSE, R. L., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 355.

[6] HENDERSON, D. B., MCCRORY, R. L., MORSE, R. L., Phys. Rev. Lett., 33 (1973) 205.

[7] HARLOW, R, H., WELCH, J. E., Phys. Fluids, 9 (1966) 842.

[8] FRALEY, G. S., LINNEBUR, E. J., MASON, R. J. and MORSE, R. L., Phys. Fluids, 17 (1974) 474.

[9] MASON, R. J., MORSE, R. L., "Tamped Thermonucler Burn of DT Microspheres", Los Alamos Scientific Laboratory LA—5789—MS.

[于 仁译自《Plasma Physics and controlled Nuclear Fusion Research》, Vol. 2, 543—555 (1974)，李明寿、赖东显校]

激光驱动空心微球的聚爆

纳科尔斯(J.Nuckolls)等

空心（而不是实心）微球的聚爆可以使所需要的激光功率减小一个数量级并且有效地减小所需要的激光频率。然而在空心微球的聚爆中对称性和流体不稳定性问题更加严重。这些问题在LASNEX二维多群能量输运磁流体动力学计算程序中已进行了计算。把激光功率的时间函数整形到产生最佳的5—10个弱激波系列；微球制造的表面光洁度达到10—100埃的精度；并且满足过去实心靶所要求的条件，包括波长及初始环境，这时计算表明激光使适当的空心微球聚爆到产生聚变能源所需要的高密度费米简并态是可能的。当聚爆是采用平滑变化的脉冲波形时，由于壳层聚爆的平均加速度太小以及消融速率不够大而不足以提供有效的消融稳定性，因此剧烈增长的流体不稳定性会破坏薄壁空心微球的聚爆，反之就可以产生所需要的等熵高密度态。对于包含一种或多种壳层的高密度、高Z（例如铁或者铀）的复合空心微球也进行了激光驱动聚爆的计算。除非激光效率大于40%，或者反应堆是混合式的（裂变-聚变），这些微球不足以产生聚变能源所要求的足够高的增益。

功率、波长

对空心微球进行聚爆可使需要的激光功率较小，这是由于可用较小的聚爆压力作用于大的体积产生所需要的聚爆能量[1,2]。例如，在LASNEX[3]计算中，对实心氘氚微球聚爆需要最佳整形的50千焦耳激光脉冲[2]，其峰值功率约为2×10^{15}瓦。而对于空心微球的类似的聚爆，所需要的峰值功率小于10^{14}瓦[4,5]（见图1）。除此之外，由于功率比较小和微球较大，在空心微球聚爆中，聚焦的激光强度也低。而且由于等离子体比较冷和密度定标长度较长，所以逆轫致吸收就比较强。因此，长波激光可用于空心靶的聚爆而不产生过热电子[6]，这种过热电子会产生去耦[7]、预热[8]和反常电子传导等效应，从而降低聚爆效果。

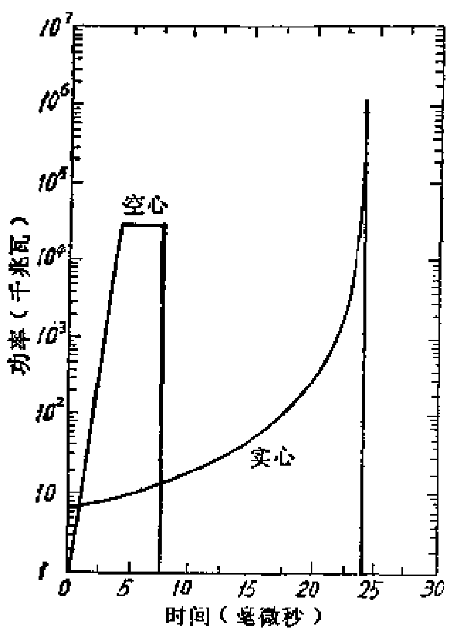


图1　对实心和空心氘氚微球进行聚爆时能量为50千焦耳的激光脉冲形状

空心微球初始半径和壳厚之比为30∶1（在球对称计算中，二种微球都给出了2兆焦耳的聚变产额）。

对 称 性

在空心微球的聚爆中，由于壳层运动的距离比较大，而壳层比较薄，不对称性和流体不稳定性更显得严重[2]。对实心微球聚爆的LASNEX计算中，通过采用强度变化为±10%的多束激光以几度的角度投射到初期半径扩大到约为微球半径二倍的预热层上（其密度略大于临界密度），同时在近于聚爆开始时[2]，采用一个波长为2微米的长波长激光，来达到适当的对称性。在这些条件下，聚爆不对称性使计算的热核产额降低小于5%。要使半径为初始值二倍的空心微球聚爆得到与上面可比较的对称性（空心微球的初始壁厚为半径的4%）需要波长较长的激光。这样可以在半径较大的低密度层内吸收激光，再由水平方向的电子传导使吸收大为平滑。正如上面所注意到的，由于所需要的强度较小，对空心微球的聚爆采用较长波长的激光是可行的。

流体不稳定性

过去有人提出在消融激励的激光聚爆中只有长波长的流体不稳定性会有效地增长，当长波长扰动的增长速率足够低时就不会产生破坏[1]。但在1973年初，利弗莫尔对消融稳定的有效性提出了好几个疑问，在现有的理论中存在一些未解决的困难[10]。激光辐照的不对称性和流体不稳定性之间存在着强的耦合。外表面上的消融效应能不能有效地将壳层内或内表面上的初始扰动稳定尚不清楚。在已发表的例子中[11]，的确显示出强的消融稳定，消融速率十分高，熵发生了大的变化，压缩结果十分差。

LASNEX的计算支持了我们的疑问——薄的空心壳由平滑变化的脉冲波形等熵地聚爆到高的速度将被流体不稳定性所破坏[12]（见图2）。

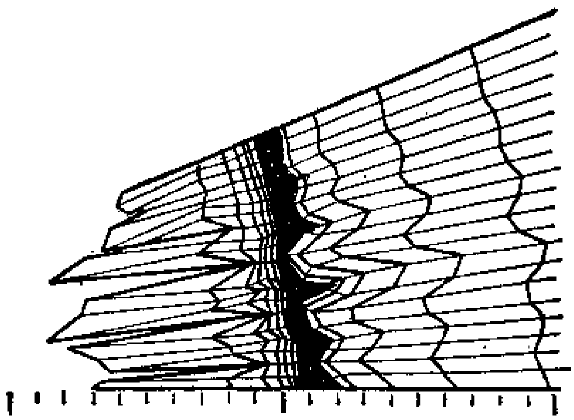


图2　空心氘氚微球（如图1所述）的一个扇形面聚爆二维计算

显示了当壳层向内运动到初始半径一半时由于流体不稳定性发生破裂。表面扰动的初始幅度小于1埃，扰动的波长约为10微米。

然而，实心靶球聚爆的成功表明对于半径为400微米的靶球表面扰动的初始幅度小于10埃。LASNEX试算的问题与瑞利-泰勒理论作了仔细的比较，并且与采用线性化方程[1]的完全不同形式的计算程序所发表的结果作了比较。对于区域变化、人为粘性和数值方法等效应也进行了研究。初期的计算表明有限的差分拉格朗日流体编码与瑞利-泰勒

理论很好地符合[13]。这些试算和比较使我们相信流体不稳定性的LASNEX计算在激光聚爆中是有效的。

如果没有一些稳定机构，很容易证明均匀加速的薄壳不能成功地聚爆。根据瑞利-泰勒理论[14]，当$KA\gg 1$ ($K=\lambda^{-1}$)，A为表面扰动的幅度，它在加速度a下，以$\exp\int\sqrt{ak}\,at$速度增长。当KA接近1时，不稳定性随时间线性增长。结果，最坏的波长近似等于壳层厚度的一半，假定加速度是常数，由此可得到：

$$\left(\ln\frac{A}{A_0}\right)^2=\frac{8\pi s}{\Delta r}.$$

这里Δr是壳层的厚度，S是壳层能加速的距离。从10埃增长到10微米相应于$\frac{A}{A_0}$为e的9次幂。因此，$\frac{S}{\Delta r}\lesssim 4$，也就是理论预示，当壳层加速通过大于4个壳层厚度时会破裂。

多尖峰脉冲形状

空心球壳聚爆问题的一个解决办法是改进脉冲形状，使加速更加脉冲式。特别是弱激波（例如压力比为2）加速时，熵的变化可忽略不计，表面缺陷按线性增长而不是按指数增长。因此，由一系列弱激波组成的理想的脉冲形状产生最大的等熵的和稳定的加速。

根据兰金-雨果尼奥特 (Rankine-Hugoniot)方程(在流体不连续处的质量、动量和能量守恒)，对于γ律气体压力比为$Y=P_2/P_1$的冲击波压缩为

$$n_s=\frac{Y(\gamma+1)+(\gamma-1)}{Y(\gamma-1)+(\gamma+1)}=1.5\ (\gamma=5/3,\ Y=2),$$

它相当于等熵压缩，在等熵压缩下：

$$n_i=Y^{1/\gamma}=1.515\ (\gamma=5/3,\ Y=2).$$

每个激波的$Y=2$，在10个这样的激波作用下，可以得到$n_s=(1.5)^{10}\simeq 58$，而这个幅度下相应等熵压力变化给出$n_i\simeq 64$，其差别可以忽略不计。

在从静态开始的激波加速之后，流体扰动随时间线性增长而不是指数增长[15]。这是越过速度不连续处对瑞利-泰勒微分方程积分得到的：$\ddot{A}=KaA$；如果初始时$A=A_0$，$\dot{A}=0$；在速度突变$\Delta V=\int adt$以后，$\dot{A}=\Delta KVA_0$，K的典型值约为10^4 (10微米波长)，$A_0\simeq 10^{-6}$厘米，$\Delta t\simeq 10^{-8}$秒，$\Delta V=3\times 10^6$厘米/秒。因此$A_1\simeq 3\times 10^{-5}$厘米，比坍塌半径$3\times 10^{-3}$厘米要小100倍。由于$\ddot{A}\neq 0$，这个100倍的余量足以调节在多尖峰脉冲以后的非线性增长。(一系列的大数量弱冲击波给出了经典瑞利-泰勒结果，最佳的脉冲数为5—10)。

LASNEX的计算支持了把适当的空心微球等熵和稳定地聚爆到超高密度的充分可能性，它所用的脉冲形状产生最佳的弱冲击波系列[12]（见图3和图4）。在这种聚爆中，激光峰值功率约为10^{14}瓦，它比相应的实心微球聚爆所需要的值小一个数量级。如果将微球做得更空（也就是增加半径而保持质量不变）能使激光功率再减小多少并不清楚。

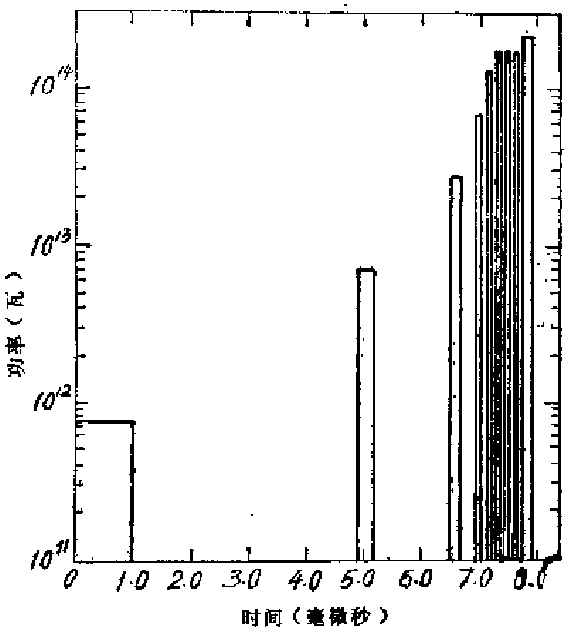


图 3　由一系列弱冲击波使适当的氘氚空心微球聚爆计算采用的多尖峰脉冲形状举例

冲击波具有容许的流体不稳定性的增长。表面扰动的初始幅度约为 10 埃，半径厚度之比约为 2∶1。

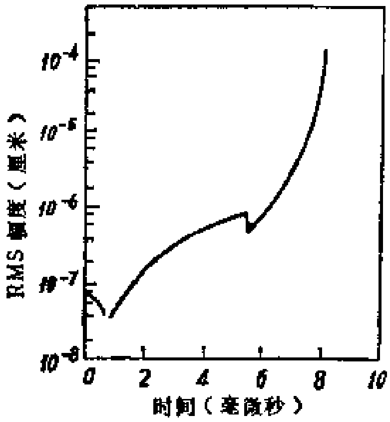


图 4　在图 3 所述的聚爆中的流体不稳定性增长的计算

在聚爆中，最小的壳层厚度大于 10^{-3} 厘米。

复合微球

最后，我们简要地考虑利用更复杂的空心微球（见图5）。将聚爆中被消融的外层氘、氚用 $Z\simeq10$ 的材料（例如氖或玻璃）来代替是有利的。它可以增加碰撞频率从而增加逆轫致吸收和参量不稳定性阈值。除此之外，离子和电子的温度将更紧密地耦合，从而可以使反常电子传导减到最小或者避免[8]。用 Z 大于 10 的消融体会过分地损耗能量，还可能使微球被热X射线预加热。看来采用第二个氘氚同心球是有用的，其初始半径是内壳层的二倍，由激光预脉冲形成一种气氛。

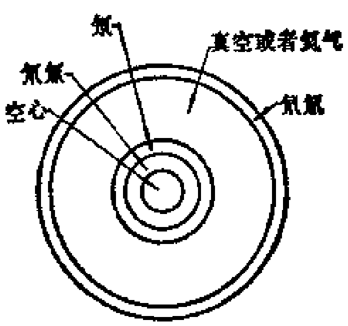


图 5　为受控热核反应（CTR）动力厂使用而设计的可能的球形靶球

外部的氘氚层被脉冲聚爆形成一种气氛。氖被消融而激励聚爆。

推进-护持层

在氘氚燃料附近可以采用高密度、高 Z 的推进-护持层（见图6），这层材料有几个

功用：为提高燃烧效率在燃烧中它使燃料受惯性护持；通过减少所用的激波强度在聚爆中改变脉冲形状（通过推进-护持层和燃料之间密度阶梯），它可以在聚爆的初期储藏能量，并在推进-护持层突然放慢速度的后来阶段，把能量作用于燃料上；屏蔽燃料使它不受X射线和电子预加热的影响；通过聚变产生附加能量（由护持层俘获聚变中子）。使1克高 Z 物质等熵压缩到密度为1000克/厘米^{3}所需要的能量仅仅是1克氘氚压缩所需要能量的$\frac{1}{10}$（主要是由于电子与高 Z 核的强库仑相互作用）。但是，对于商用动力堆，推进-护持层并不普遍有利。由于要求最小的点火能量及达到足够高的增益[2]必须使氘氚的中心达到点火和增殖，它所需要的聚爆速度并不比裸体微球小多少。因此，如果加上了推进-护持层，必须从微球中去掉相同质量的氘氚，甚至在氘氚被裂变材料代替的情况下，推进-护持层所产生的能量比氘氚要小得多。在100%燃耗下，每克氘氚产生的能量为每克裂变物产生能量的5倍，在几克/厘米^{2}下聚变燃烧可以达到高的效率，反之快的裂变截面要求≥100克/厘米^2。

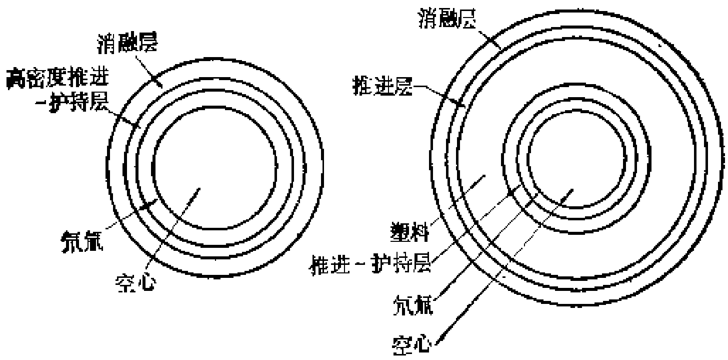


图6　具有推进-护持层和多重推进层的激光聚变复合微球

由于壳层之间的流体动力学能量转移效率不高，所以由几个同心的高密度和低密度壳层设计成的复合靶的增益比较低。但是，如果假定激光能量足够大能使氘氚聚爆到 $\rho R \gtrsim \frac{1}{2}$克/厘米^2，并假定微球可以制成所要求的十分高的光洁度，聚爆足够对称的话，那么用较小的激光能量可以达到热核点火。

由于以上的考虑，对激光聚变动力堆而言，采用推进-护持层的微球增益太小。但是，这种微球对于混合反应堆和激光聚变实验是适用的。

参考文献

[1] J. Nuckolls et al., Nature, 239, 193 (1972).

[2] J. Nuckolls, "Laser Indused Implosion and Thermo-nuclear Burn" in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 3 (H. Schwarz and H. Hora. Eds)Plenum Press, New York (1974).

[3] G. Zimmerman, Univ. of Cal. Livermore Report UCRL 74811 (1973).

[4] J. S. Clark et al., Phys. Rev. Lett, 30, 89 (1973).

[5] J. D. Lindl, 同[3], UCRL 50021—73—2, 87 (1974).

[6] J. J. Thomson et al., Phys. Rev. Lett, 31, 918 (1973).

[7] R. Kidder, T. Zink, Nuclear Fusion, 12, 325 (1972).

[8] J. D. Lindl, 同[7], 14, 511 (1974).
[9] BICKERTON, R. J., Nuclear Fusion, 13 (1973) 457.
[10] BODNER, S. E., Phys. Rev. Lett., 33 (1974) 761.
[11] HENDERSON, D. B., MORSE, R. L., Phys. Rev. Lett., 32 (1974) 355.
[12] LINDL, J. D. and MEAD, W. C., Univ. of Cal. Livermore Report UCRL 75879 (1974); and MEAD, W, C., AND LINDL, J. D., Univ. of Cal. Livermore Report UCRL 75877 (1974) .
[13] CROWLEY, W. P., Univ. of Cal. Livermore Report UCRL 50845 (1970).
[14] TAYLOR, G., Proc. Royal Society 201A (1950) 192.
[15] RICHTMYER, R. D., Comm. on Pure and Applied Math 13 (1960) 297.

〔楼祺洪译自《Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research》1974. Ⅰ. p. 535，林礼煌校〕

具有高能量增益系数的激光热核靶

阿法纳西耶夫(Ю. В. Афанасьев)等

本文研究了一种基于压缩原理的激光热核靶，这种靶对激光脉冲波形的灵敏性较小，其热核燃料的质量较大，并具有高的能量增益系数（≥100）。给出了10^4—10^6焦耳范围内的压缩和爆炸流体动力学的数值计算结果。

为了使基于球形压缩原理的热核靶最佳化，必须寻找具有高能量增益系数的系统，而且对于激光脉冲的参量，提出最低的要求。在这种意义下可以明确地说，非常理想的是具有大初始半径的球形靶，而靶的半径在激光脉冲作用的时间内变化较小；采用大质量的热核氘氚燃料和较长的激光脉冲；对射入靶面的激光功率密度不要求严格的整形。

对于均匀的氘-氚球，如果其初始半径较大（3—5毫米），热核燃料的质量较大(10^{-3}—10^{-2}克），则在采用整形的激光脉冲时，由于熵在物质内趋于平衡的过程，因而不能有效地实现高的能量沉积，也就是在对于激光热核聚变合理的点火激光能量范围内，不能得到显著的能量增益系数。但是，采用密度不均匀的靶，显然可以达到这一点。

与采用整形脉冲模型的概念不同，可以认为，对于激光热核聚变有很大意义的是采用不低的、然而数值上合理的激光脉冲能量（10^5—10^6焦耳），将质量较大的热核燃料压缩至很高的、但是有限的密度。

我们考虑氘-氚混合气体被重物质壳层所包围的复合靶，估计复合靶中氘-氚热核燃料的质量。在等熵阶段的最大压缩度由进入被压缩物质的熵（或内能）的数值确定：

$$\delta=\frac{\rho_{\text{氘氚}}}{\rho_0}\approx\frac{(E_{0\text{氘氚}}+E_{\text{动能}}-E_{\text{壳层}})^{1/(\gamma-1)}}{E_{0\text{氘氚}}}. \tag{1}$$

其中，$E_{0\text{氘氚}}=\frac{m_{\text{氘氚}}}{\gamma-1}-a(S)\rho_0^{\gamma-1}$为氘-氚的初始内能，$m_{\text{氘氚}}$为氘-氚的质量；$a(S)=P_0/\rho_0^{\gamma}$；$P_0$，$\rho_0$分别为熵进入以后的压力和密度，$E_{\text{动能}}$为氘-氚和壳层的总动能，大致等于$(m_{\text{氘氚}}+m_{\text{壳层}})\ v_0^2/2$，$v_0$为壳层的速度，$E_{\text{壳层}}$为壳层的内能，$m_{\text{壳层}}$为壳层的质量。

略去$E_{\text{壳层}}$，得到

$$\delta=\left(1+\frac{E_{\text{动能}}}{E_{0\text{氘氚}}}\right)^{1/(\gamma-1)}$$

$$\approx\left\{\frac{\gamma-1}{2}\left(1+\frac{m_{0\text{壳层}}}{m_{\text{氘氚}}}\right)\frac{v_0^2}{a(S)\rho_0^{\gamma-1}}\right\}^{1/(\gamma-1)}. \tag{2}$$

现在要求出氘-氚的内能与激光脉冲能量$E_{\text{激光}}$的关系。能量输运入靶的传递系数由消融物质层的球对称度和物态方程确定。根据接近于理想气体的物质的数值计算结果，得到

如下的近似比值：

$$\frac{E_{动能}}{E_{激光}}\simeq 0.15\frac{m_{消融}}{m_{壳层}+m_{氘氚}}\left(\frac{R(厘米)}{0.3}\right)^{2/3}. \tag{3}$$

其中，$m_{消融}$ 为被消融的质量。

在壳层停止的时刻，所有动能转变成氘-氚的内能，这时达到最大压缩。由能量守恒定律得到如下关系式：

$$\rho_0^{\gamma-1}\delta^{\gamma-1}\frac{m_{氘氚}}{\gamma-1}a(S)$$

$$\simeq E_{激光}\frac{0.15m_{消融}}{m_{壳层}+m_{氘氚}}\left(\frac{R}{0.3}\right)^{2/3}. \tag{4}$$

如果 $m_{氘氚}\simeq m_{壳层}$，则由(4)式得到

$$m_{氘氚}\simeq 0.15\frac{\gamma-1}{a(S)(\rho_0\delta)^{\gamma-1}}E_{激光}\,m_{消融}\left(\frac{R}{0.3}\right)^{2/3}. \tag{5}$$

注意到在以热波方式消融的情况下，$m_{消融}$ 与半径的依赖关系大致为 $R^{2/3}$。这表明在 $E_{激光}$、δ、$a(S)$的数值给定时，氘-氚热核燃料的质量随半径 R 而增大。

容易看出，在由较薄的氘-氚球层（厚度为 Δ）和外围球壳组成的靶中，也能得到很高的最终压缩。如果熵主要是由振幅为 p_0 的第一个冲击波输入的，则最大的压缩度为

$$\delta\simeq\left(1+\frac{8}{9}\frac{R}{\Delta}\right)^{3/2}. \tag{6}$$

在 $R/\Delta\approx 100$ 时，δ 的数量级达到 10^3，而计及第一个冲击波的压缩时 δ 为 4×10^3。

利用以热波方式消融时 $m_{氘氚}$ 的表示式：

$$m_{消融}=4\left(\frac{\pi}{7\times36}\right)^{1/3}\frac{\kappa_0^{1/3}E_{激光}}{A^{7/6}}R^{2/3}, \tag{7}$$

并借助（4）式，可以估算氘-氚质量的数值。假定 $E_{激光}=10^6$ 焦耳，$R=1$ 厘米，$\delta=10^3$，消融层的热容量 $A=10^{15}$ 尔格/克·千电子伏，热导系数 $\kappa_0=2\times10^{19}$ 尔格/秒·厘米·(千电子伏)$^{7/2}$，我们得到

$$m_{氘氚}\simeq 3\times10^{-2}\text{ 克}$$

因此，估算表明，在激光脉冲能量为 10^6 焦耳时，能使数量级为 10^{-2} 克的氘氚热核燃料达到200—400克/厘米^3 的最终压缩。在充分燃烧的情况下，有希望获得比物质成分均匀的靶高几十倍的能量增益系数。

关于采用大质量氘-氚可能性的上述考虑，在一系列数字计算中进行了验证，所用的靶的模型如下：

靶的外径	0.3—1 厘米
氘-氚的质量	10^{-4}—10^{-2} 克
由 Z 小的物质（C、CH_2 等）构成的消融壳层（完全消融掉）	10^{-3}—10^{-2} 克
由 Z 大的物质（Au、Pb 等）构成的隔热壳层	5×10^{-3} 克

靶内部的气体动力学给出熵在核燃料质量内所需的分布。

在所用的计算程序中包含的物理过程有：双温度气体动力学过程，电子热传导，中子输运，α 粒子输运，激光在冕中的吸收（有效地计及了非线性过程和靶等离子体的本征辐射）。

有代表性的计算结果列于表 1。

表 1　气体动力学参量和热核产额的数字计算结果

氘-氚质量（克）	R_0（厘米）	激光脉冲（秒）	传递系数 $E_{动能}/E_{激光}$（%）	密度（克/厘米^3）		温度（千电子伏特）		$\frac{E_{热核}}{E_{激光}}$
				中心	平均	中心	平均	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$E_{激光}=10^6$ 焦耳								
10^{-3}	0.3	$1.5\cdot10^{-8}$	9	30	960	21	0.65	122
$2\cdot10^{-3}$	0.3	$1.5\cdot10^{-8}$	11	20	140	14	0.4	160～320
$1.5\cdot10^{-2}$	1	10^{-7}	20	1	100	6	0.04	10^3
$E_{激光}=10^5$ 焦耳								
$6\cdot10^{-5}$	0.1	$8\cdot10^{-9}$	8	46	1100	10	0.54	110
$E_{激光}=10^4$ 焦耳								
$6\cdot10^{-6}$	0.05	$5\cdot10^{-9}$	8.5	54	1160	18	0.55	80

对于列出的各类靶，也计算了氘氚成分改变时的情况，特别是氘氚成分为 $D_{0.78}T_{0.22}$ 时的热核产额并不比 1：1 成分的低。检验了热核产额对激光脉冲波形的灵敏性。采用比值 $q_{激光}(\tau)/q_{激光}(0)=64$ 的上升脉冲和峰值在 $t=1/3\tau$ 时的三角形脉冲，得到基本上相同的能量产额。

因此，以上的分析结果表明，考虑到激光技术发展的最近前景，物理上完全有根据可以成功地解决激光热核聚变的问题。本文的理论工作反映了苏联在高温物理学和气体动力学领域内很多年的研究成果。

［幻　水　译自«Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research»，Vol.2，559（1974）］

激光聚变靶的流体不稳定性效应

米德（W.C.Mead）　林德尔（J.D.Lindl）

引　言

最近，有许多文章研究泰勒不稳定性现象，试图确定存在烧蚀和能量输运的情况下，如何修正经典泰勒不稳定性图象，并估价它对靶丸聚爆设计影响的程度。斯蒂芬（Stephen），博德纳(Bodner)[1]（现在纳威尔研究室）进行了一些模拟计算，其结果表明烧蚀致稳定作用可部分地抵消泰勒不稳定性增长。

有两个不同的单位都用一维线性扰动程序计算增长速率来分析流体不稳定性。在这些程序中，经过球谐展开先把描述流体运动的解析方程变为描述扰动随时间发展的彼此无关的线性化方程组，然后用研究不稳定性特性的零阶/一阶联立程序对该方程组数值求解。罗彻斯特大学的希奥（Shian），古德曼（Gddman）和温(Weng)[2]曾发表了一些结果，表明长波增长速率很高。他们断定在有烧蚀的情况下，不稳定性是增长的。洛斯·阿拉莫斯科学实验室的亨德森（Henderson），麦克罗里（McCrory）和莫尔斯（Morse）[3]发表的结果表明长波增长速率很小或者为零，他们断定烧蚀面确实是稳定的。

在本文，我们采用一种截然不同的方法来研究流体不稳定性，这种方法是基于对流体运动及等离子体物理直接做二维模拟。由劳伦斯·利弗莫尔实验室齐默尔曼（G.Zimmerman）[4]编制的计算机程序 LASNEX 提供了二维流体动力学问题的直接数值解。这个程序模拟了通过逆韧致辐射和等离子体不稳定性吸收激光的等离子体现象，用限流扩散和分离离子、电子和辐射温度模拟了能量输运和分配，并随意地模拟了多群光子输运和粒子输运效应及磁场效应。流体动力学本身是拉格朗日坐标。还有用来确定压力、能量和不透明度的状态方程，它们作为密度和温度的函数。程序编入了被压缩物质的热核燃烧，所以，可估算输出能量与输入能量之比值。

研究流体不稳定性的方法是在球壳或者实心小球上加一扰动，然后观察在出现加速度或者发生聚爆时的扰动振幅（为时间和位置的函数）的变化。在下面的讨论中，除非另有说明，LASNEX 程序的所有扰动振幅将都是拉格朗日量在对称方向的平均值的均方根偏差。例如：

$$Z_{均方根L}=\left\{\frac{\sum_{k=1}^{K_{最大}}\left(Z_{kL}-\overline{Z}_{L}\right)^{2}}{K_{最大}}\right\}^{1/2}$$

为 Z 坐标的扰动量。这个量可以作为在某一给定时间的空间函数，也可以作为某个不变质点或者相对于烧蚀面某个固定位置的时间函数。

下面，我们将要讨论程序的考核及反常现象，并与发表的上述文章比较，讨论存在烧蚀时流体不稳定性问题的最新解释以及这些结果在激光聚变靶设计中的意义。

程序考核

现在考虑平板被一压力源加速的问题。这类问题采用理想气体状态方程，由 LASNEX 程序很容易算出。Γ取得很大，物质实际上变为不可压缩的。如果物质温度足够高，在比扰动增长时间短的时间内，声速允许传过波长大小的距离，也就是说，在保持不可压缩性时，这些问题要满足 $kc_s/\gamma\gg1$，而不受冲击波影响。计算了 20 个阿特伍德（Atwood）数为 1.0（参量范围很广）的问题，结果表明用 LASNEX 程序算的增长速率与由经典泰勒不稳定性理论计算值之比为 0.9±0.2，如图 1 所示。

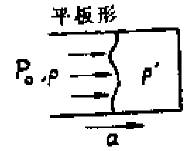
平板形 	经典泰勒理论 $\eta=\eta_0 e^{\gamma t}$　振幅 $\gamma=\sqrt{\alpha k a}$　增长速率 $\alpha=(\rho'-\rho)/(\rho'+\rho)$　阿特伍德数	LASNEX结果，$\alpha=1$ 20种情况 $\frac{\gamma_{LASNEX}}{\gamma_{泰勒}}=0.9\pm0.2$　$\frac{kC_s}{\gamma}>>1$ $k\eta<1,\ k_d>>1$
球形 	普莱塞特解 J. Appl. Phys. 25, 96(1954).	LASNEX 结果 12种情况 $\frac{\gamma_{LASNEX}}{\gamma_{普莱塞特}}=0.8\pm0.2$

图 1　LASNEX 程序对平板形和球形结构考核提要

下面两个图给出了交界面阿特伍德数为 ±0.5 的复合平板做加速运动时的结果。图 2 画出了交界面阿特伍德数为 +0.5 时，LASNEX 算出的振幅随时间的变化与泰勒不可压缩理论算出的结果比较情况。LASNEX 程序算出的增长速率要低 23%。这清楚地表明它低于阿特伍德数为 1.0 的不稳定界面的增长速率。图 3 画出了结构相同，加速度方向相反的平板扰动振幅随时间的变化。在此例中，用 LASNEX 程序计算阿特伍德数为 −0.5的界面，正确地表明界面是稳定的，扰动位相只表现为弱振荡，而振幅大小没有增长。

另一类考核问题是用外压力源压缩球壳。界面阿特伍德数为 1.0 的球壳，普莱塞特（M.S. Plesset）[5] 给出了这类结构的解析解。12 个考核模型的计算结果表明 LASNEX 程序算出的增长速率与解析解之平均比值为 0.8±0.2。

对多种无烧蚀考核问题已做了核对，以便确定在增长速率中某些系统误差产生的严重程度。主要关心的因素是由于把每个波长分成四段，每段波形用斜面代替使增长速率下降约 20%。在用 LASNEX 程序计算的问题中，往往采用这种扰动形式，因为这种波形很稳定，允许做没有短波增长的单波长研究，短波通过程序的人为粘性而阻尼掉。计算中把每个初始波长分成四段以上，结果表明改善了与经典理论的符合程度，可是，最后向短波方向漂移，这是由于影响波形的噪声所致，并且短波又有较高的增长速率。考核剩下的改进分区问题，发现分区对于程序计划中的使用不重要。

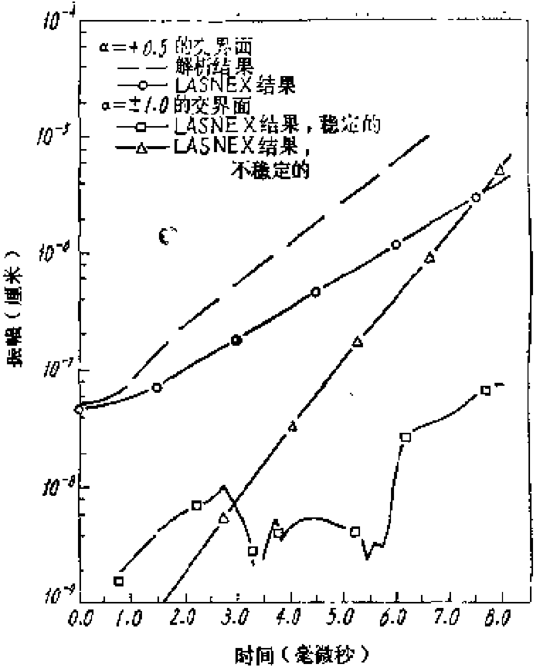


图 2　平板加速时的振幅（Z 坐标均方根）与时间的关系（不稳定的）

由两块厚度为0.02厘米，密度为0.105克/厘米^{3}和0.21克/厘米^{3}DT 板组成复合平板。其交界面处阿特伍德数为0.5，在低密度平板的自由边界上加一个50兆巴的压力源。在此考核中给出了一个交界面的振幅随时间的变化，同时还画出了由不可压缩的瑞利-泰勒不稳定性理论算出的振幅，扰动的波长是0.036厘米。

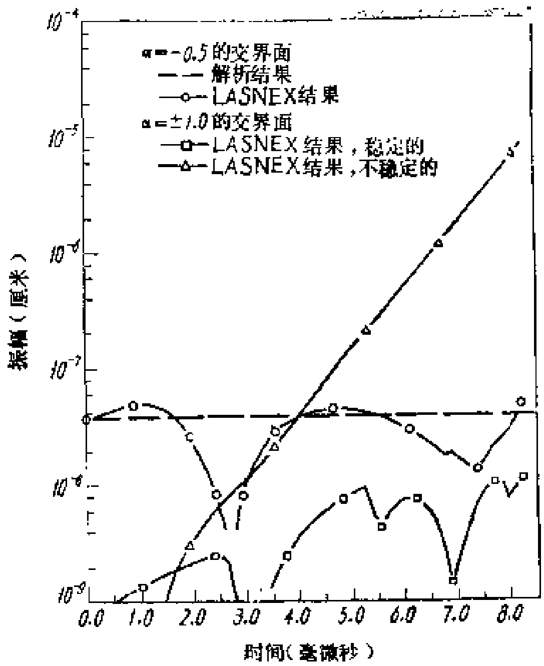


图 3　平板加速时的振幅（Z 坐标均方根）与时间的关系（稳定的）

此问题的参量与图 1 相同，只是压力源在高密度板的自由边界上。因而加速度对于阿特伍德数为 −0.5 的界面说来是在稳定的方向上。

烧蚀界面处的流体不稳定性

现在，我们回过头来考虑有烧蚀的情况，这时理论变得极端困难，而且现有的理论结果只能局限用在某些重要的问题上。

初期，我们用 LASNEX 程序计算激光靶丸聚爆，几乎没有证明烧蚀对泰勒不稳定性增长有致稳作用。有重要意义的比较是用 LASNEX 程序计算实心靶丸。洛斯·阿拉莫斯科学实验室的亨德森等人[3]发表的文章表明这种靶丸的聚爆显然是稳定的。

他们研究的方案是一个初始密度为 0.21 克/厘米^3，半径为 500 微米的 DT 球，用一束波长为 1.06 微米的激光照射，脉冲形状为高斯型，半最大值处全宽度（FWHM）为 550 微微秒，激光能量为 50 千焦耳，用考虑电子热传导的单温度拉格朗日流体力学程序计算零阶解。为了能再次得到对应此种聚爆的洛斯·阿拉莫斯零阶解，在用LASNEX 程序计算时人为地取电子-离子的强耦合，去掉所有限流条件，并去掉辐射。计算结果画在图 4 里，与洛斯·阿拉莫斯发表的结果符合得相当好。图中也画出了洛斯·阿拉莫斯的结果以作比较。在这里画的是对应高斯型脉冲峰值时间为 $t=+0.24$ 毫微秒和 $t=+0.53$ 毫微秒的密度沿半径分布图以及 $t=+0.24$ 毫微秒时的温度分布图。

洛斯·阿拉莫斯给出的一阶扰动量仅是那些波长相对长的分波（$l=2,3$ 和 5）。我们

曾用LASNEX程序计算了 $l=2$ 和5的分波。靶丸表面初始扰动球谐波均方根振幅取为0.5微米。图5画出了 $l=5$ 的分波扰动密度与位置及扰动温度与位置的关系图，对应的聚爆时间与零阶量图相同。定性说来，两个程序符合的很好，定量说来，振幅相差不超过3倍。

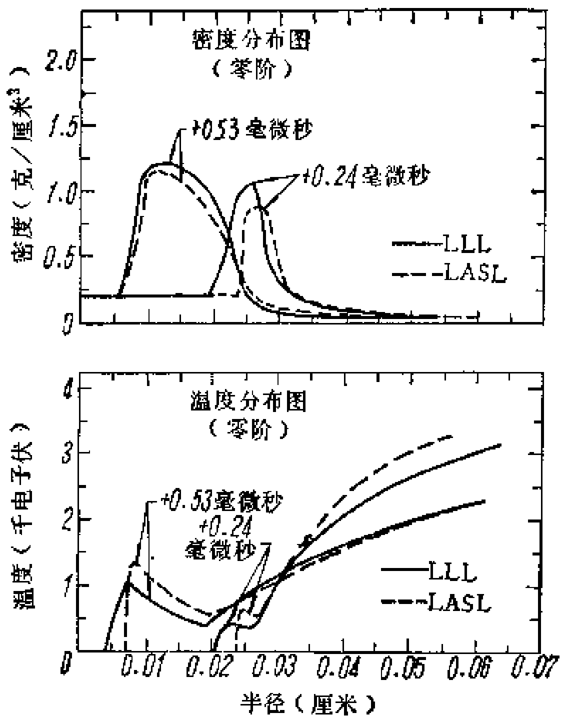


图4　零阶密度和温度分布图

对应于初始密度为0.21克/厘米³，半径为0.05厘米的DT球受到时间分布为高斯型（半最大值处全宽度为550微微秒），波长为1.06微米的激光脉冲照射的情况。此图给出了二个时刻的密度分布和温度分布图。实线表示LASNEX程序计算结果，为了模拟亨德森，麦克罗里和莫尔斯结果把参量做了调整，二者进行比较的时间是0.24毫微秒和0.53毫微秒，时间坐标是相对于激光峰值功率而言的。

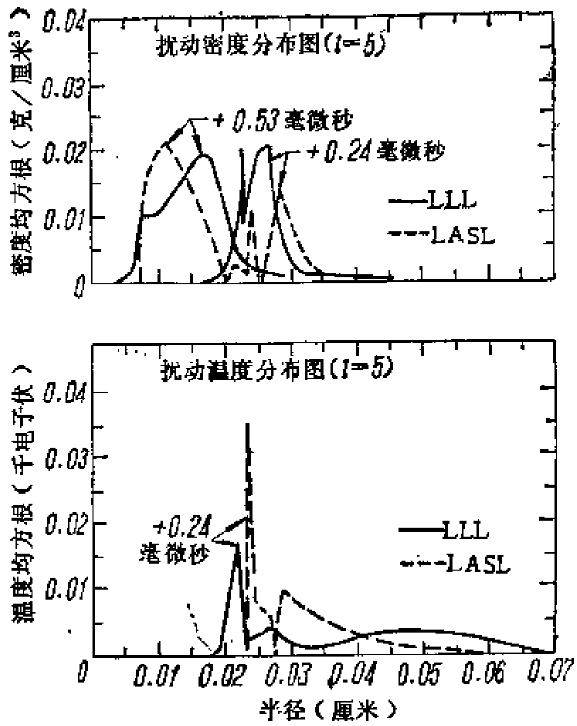


图5　一阶扰动密度分布和温度分布图

条件与图3相同。这个图形表示出在相应时刻扰动密度和温度的瞬时分布。实线表示LASNEX程序计算结果，对应于初始均方根振幅为0.5微米 $l=5$ 分波的均方根振幅。为比较起见，还画出了亨德森，麦克罗里和莫尔斯发表的图形。注意到时间发展和密度分布都很相似。可是，图内没有指明初始振幅有2倍的差额，因为亨德森等人计算用的初始振幅是1.0微米。

我们也用LASNEX程序计算了 $l=100$ 的分波，经典泰勒不稳定性理论曾预示此种分波 e 的幂数约为8.9，这相当振幅增长 10^4 倍。这种计算结果表明泰勒不稳定性受到一定的抑制，从而交界面有明显的致稳作用。

这种靶丸的聚爆提出了在一系列程序考核问题中探讨过的关于致稳作用这样感兴趣的问题。应用一个半径为450微米的裸DT小球，能量为60千焦耳，波长为1.06微米的激光脉冲，设计一个部分最佳化的一维聚爆，按照物理因素考虑不周全的LASNEX程序计算得知，这种聚爆的热核产额为550千焦耳。该聚爆的脉冲具有如图6a那样的时间分布。然后用LASNEX程序进行一系列二维计算，脉冲形状从一个高度切断的只包含高能尾部的脉冲开始，一直到完全最佳化脉冲为止。最严格切断的脉冲（A）产生了与上述一维计算基本相似的聚爆，即被压缩物质的密度在聚爆过程中实际上保持不变，而温度却连续地上升。这在图6b中可明显地看出。图6b给出了对应于各种形状脉冲的物质绝热

曲线。当脉冲扩展到较低的初始功率水平时，物质逐渐达到等熵压缩，达到峰值密度为300，ρr 值为1.2克/厘米^{2}的最佳情况。

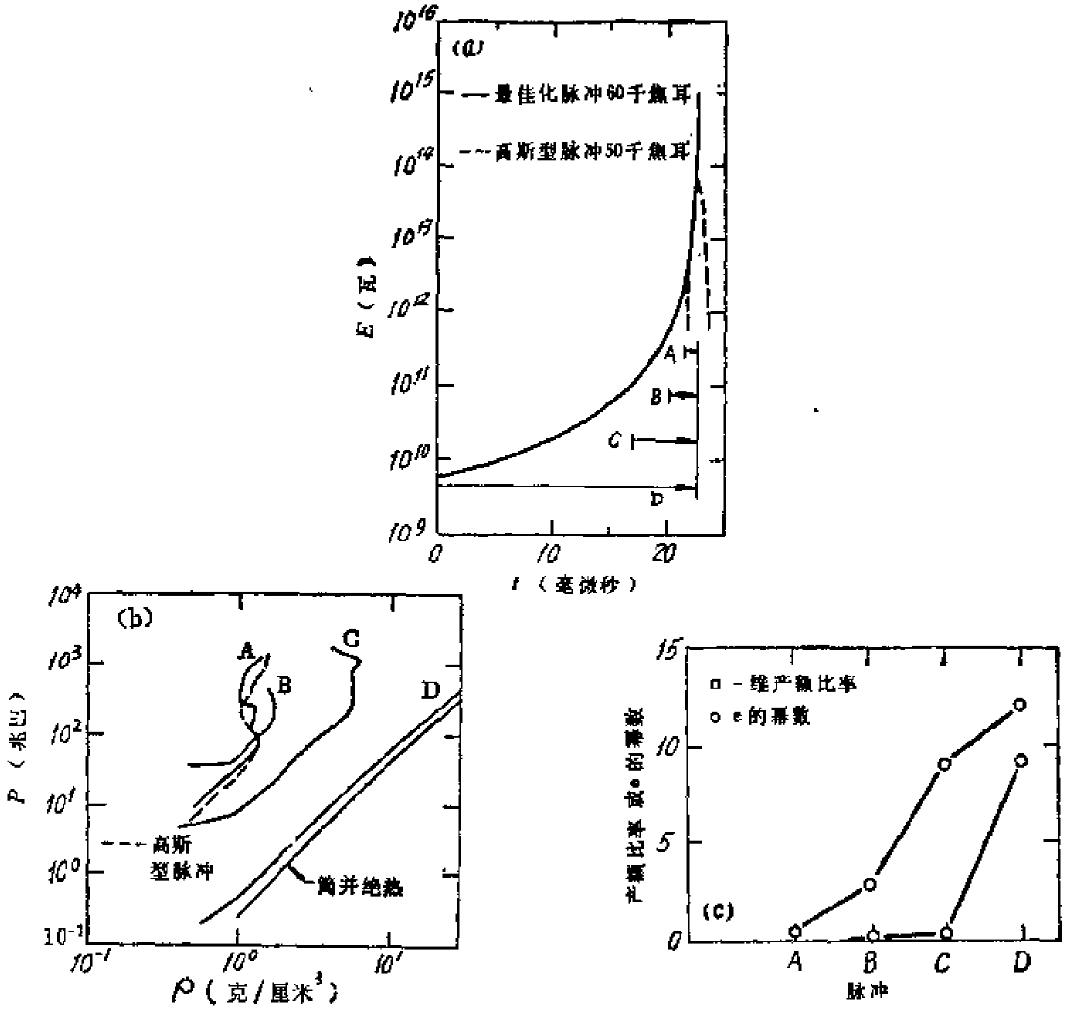


图 6

(a) 稳定性例子中的脉冲形状。实线表示一个入射到半径为0.045厘米DT球上，波长为1.06微米，能量为60千焦耳半最佳化的激光脉冲时间分布图。在三温度一维程序计算中用脉冲D算出靶丸峰值密度为300克/厘米^3，热核能量产额约为550千焦耳。由时间间隔A、B和C表示出在研究聚爆稳定性时脉冲的截断方式。用形状A的脉冲算出的稳定性与用一个半最大值处全宽度＝550微微秒，能量为50千焦耳的高斯型脉冲（如虚线所示）研究结果相近。

(b) 聚爆绝热曲线。

(c) 一维能量产额比率与二维计算的 e 的幂数。

图6c画的是一维产额比率及用LASNEX程序计算球半径扰动中观察到 $l=100$ 分波的 e 的幂数，它是以脉冲起动时间为自变量的，把脉冲弄得极短时，结果表明，其特征与洛斯·阿拉莫斯的结果很相似，随着脉冲的拉宽，不稳定性开始增长，一直到最佳情况下，振幅增长到足够大以致于计算没有完成，聚爆就失败了。显然，在使不稳定性增长率有明显降低之前，热核产额要大大下降。

这个例子和其他一些例子指出了所知道的唯一一类强致稳烧蚀加速度的一般特征。在下述条件下才会出现稳定的聚爆：

1。被加速的物质形成一个变化很小的常密度壳层。

2. 当逐渐增强的击波扫过冷物质时，常密度壳层向前传播。因此，在冲击波扫过的壳层中，物质的绝热性不断地变坏。

3. 烧蚀速率大致和冲击波阵面扫过的质量速率相等。

4. 热传导越过被冲击壳层的时间很短，热能可迅速地传输到冲击波。

按照条件 2，显然已知的致稳作用很难以应用到有很高热核产额的聚变靶聚爆。

流体不稳定性对激光聚变靶的影响

其次，研究一下这些成果对于激光聚变靶研究的意义何在。我们在这里考虑纯 DT 球壳，其形状因子 ($r/\Delta r$) 从 60:1 变到 1:1，其中 r 为球壳半径，而 Δr 为壳厚。我们局限于讨论激光能量范围为 100 千焦耳，其靶子的产额比率（输出的聚变能量/输入的激光能量）为 20 到 60 的情况。

采用空心球壳的意义在于空心球壳聚爆要求激光功率较低，脉冲形状不很严格，这是因为若使一个 DT 燃料压缩并使之点火，必须在上面做一定的最小功，这个功就是 $W=\int PdV$，其中 P 为所加的压力，V 是体积。由于球壳体积增大，就使所需压力和激光功率降低，从下述两个原因看出较低的激光功率显得很重要：

a) 功率低，激光成本也低；

b) 当激光强度达到阈值时，等离子体参量不稳定性及共振吸收过程导致产生高能电子，使燃料预热，并由于去耦而使驱动压力降低。

大多数对激光聚变显得重要的情况里，阿特伍德数大约为 1，所以，对于经典瑞利-泰勒不稳定性来说，有$\gamma\sim\sqrt{ka}$，k 是扰动波数，a 是加速度。将波长分为下述三个波区并了解各波区的物理效应是很重要的：

a) $\lambda\gg\Delta X_{最小}$，$\Delta X_{最小}$为最小壳厚。

在此波长下，扰动影响会使聚爆的总对称性下降。在聚心比（初始半径与终态半径之比）为 100 的数量级下，对称性和聚爆速度的均匀性必须保持在 1% 左右，以便在聚爆终止时能得到良好的球形聚心和动能向热能的转换。由于长波增长率小，且若短波影响能被控制在允许的范围内，长波一般不成问题。

b) $\lambda\sim\Delta X_{最小}$：

这种尺度的波长引起球壳破坏，并造成高密度物质与低密度物质严重混合。这种尺度的扰动，增长速率比影响总对称性的那些波长高，同时，要求表面扰动非常小，因而，它们是不能保留的。

c) $\lambda\ll\Delta X_{最小}$：

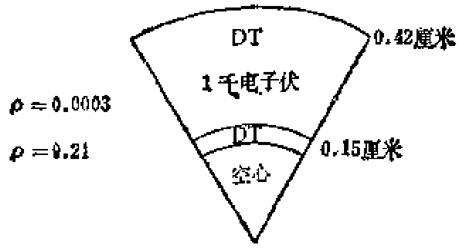
足够短的波长由于粘性效应和密度梯度效应而致稳，然而也存在着甚至比 $\lambda\sim\Delta X_{最小}$ 波区增长速率还高的波长范围，如果这些波的振幅增长到约等于波长时，就发展到非线性气泡或尖峰阶段，而在此之前，其振幅随时间线性增长。这种波长的扰动在被那些仍按指数增长的长波扰动赶上以前不会发展到壳厚那样大。可以想到这些波长的主要影响是修正了烧蚀面的物质和能量输运，用 LASNEX 程序我们不能直接研究这些效应，因为拉格

朗日程序不能处理扰动发展的非线性湍流阶段。

现在，我们来讨论波区（b）及其流体不稳定性图象。LASNEX 程序算出这个区的流体不稳定性增长速率是经典泰勒值的 50—100%。

一般说来，能按瑞利-泰勒不稳定性放大的扰动，有两种来源：①制造过程的不完善造成表面扰动；②激光照射不均匀。不均匀照射实质上等价于表面扰动，因为在穿过表面后，照射强度之差就造成了面扰动的痕迹，在出现了初始痕迹之后，瑞利-泰勒不稳定性的指数增长使不均匀强度影响很快就成了主导因素。通过预热，在靶丸外面造成一个低密度气层，可使这种激光扰动影响大大降低，因为横向热传导将使这种起伏消除。

考虑一个 30:1 的球壳，初始半径为1.5毫米外面有一个密度为 3×10^{-4}克/厘米^3，半径延伸到 4.2 毫米的气层，用波长为 4 微米，能量为 7.5 千焦耳的预脉冲使气层预热到 1 千电子伏，如图 7 所示。在扰动波长对应 4.5° 角的扰动波面上（$l=80$），当没有感生磁场时，激光照射强度改变百分之一就相当于靶丸表面有 0.0043 埃的面扰动。当考虑到激光非均匀性产生的磁场且采用布拉金斯基（Braginskii）输运系数时，相同波长下，激光强度变化百分之一等价于0.15埃的面扰动。对于较大的波长，虽然在使强度变化拉平方面横向热传导不是那样有效，但是，长波不稳定性增长速率是比较小的，因之存在着一种制约作用，这种制约作用随情况不同而不同，且依赖于温度，密度分布及气层半径。由于不均匀照射影响与许多和瑞利-泰勒不稳定性无关的参量有关，所以，我们把主要注意力集中在那些具有给定初始表面扰动和均匀照射的靶上。



无磁场产生	每百分比0.0043Å
有磁场产生 用布拉金斯基 输运系数	每百分比0.15Å

图 7　非均匀照射效应

球壳形状因子30：1，有预脉冲加热的气层。激光照射不均匀性造成一个有效的初始面扰动，接着以与均匀照射时的靶表面扰动相同的速率增长。

聚爆最佳化，使球壳免于流体不稳定性的破坏（无强烧蚀致稳作用时），主要判据是：

（1）末速度要最小：在某种程度上，末速度和激光峰值功率之间可实现某种制约作用（在满足靶丸点火条件限制下）；

（2）平均加速度要最大：对于某给定末速度，加速度越早越大，不稳定性 e 的幂数将越小，可是，能达到的最大加速度都要受到等熵压缩条件限制；

（3）最小壳厚要最大：由于长波增长缓慢，所以，壳厚保持尽可能的大，能使增长有显著下降，尤其在聚爆的最后阶段，更是如此。

图 8 画出了形状因子为 30:1，按上述判据是最佳化的球壳聚爆特性。脉冲形状画在图 8a 中，速度随时间的变化画在图 8b 中，不同的扰动分波振幅以实线画在图 8c 中，虚线是壳厚随时间变化。球壳外表面初始扰动振幅均方根误差为 7 埃，大于 $l=160$ 的分波就可能使球壳聚爆失败。增长速率的提高比由经典不可压缩解得到的比例因子$\sqrt{l}$慢。对于 $l=80$，增长速率是普莱塞特结果的 80%，而对于 $l=640$ 为普莱塞特值的50%，图8d

里的图形是这个形状因子为 30:1 球壳在破坏时的等密度线，对应的分波为$l=320$，当球壳被分解成这种程度时，得到的热核产额就不大了。

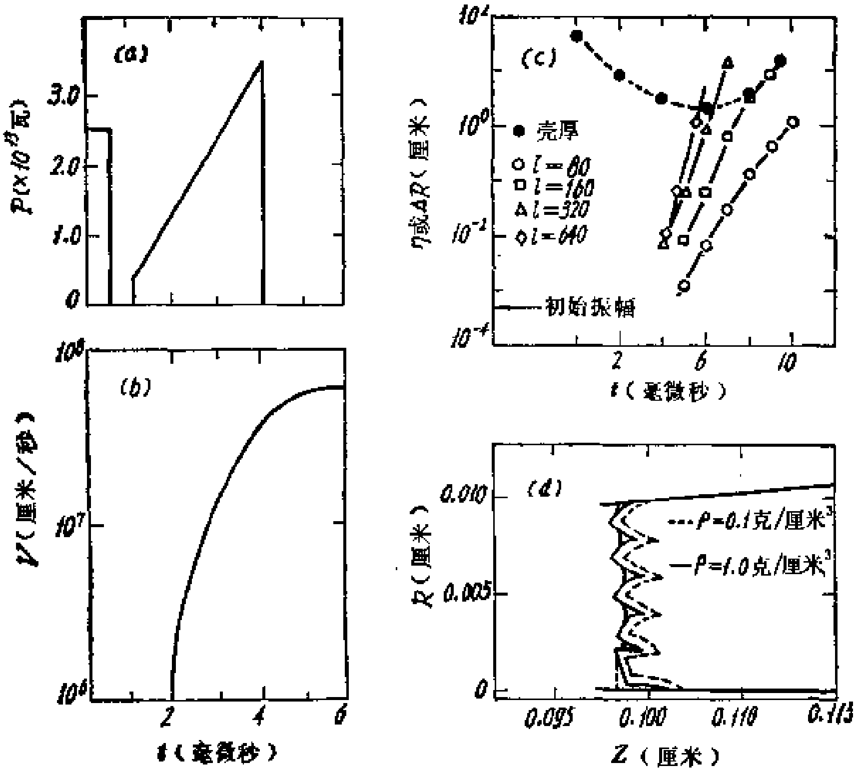


图 8 球壳形状因子为 30 : 1

(a) 激光脉冲形状。

(b) 速度随时间变化。计算中球壳没有气层，而且为均匀照射，初始半径为 0.15 厘米。

(c) 振幅与壳厚随时间的变化。"壳厚"是密度为最大密度 30% 的两点间的距离。

(d) 等密度图。在时间为 4.3 毫微秒时，$l=320$ 的分波使聚爆失败，此时远在球壳到达中心之前。

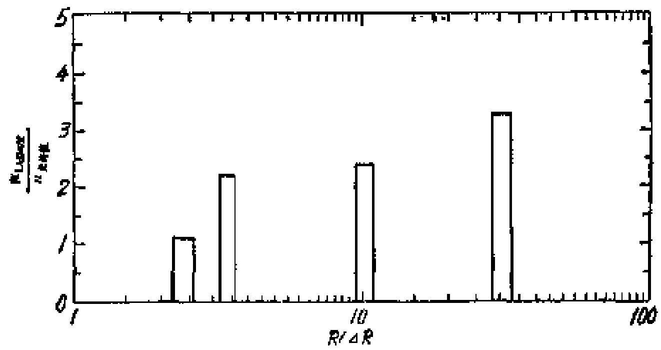


图 9 估算的$n_{LASNEX}/n_{允许值}$与球壳形状因子的关系

LASNEX程序算得的 e 的幂数（n_{LASNEX}）与允许数（$n_{允许值}$）（假设初始表面扰动为 10 埃）之比值在形状因子 $r/\Delta r$ 下降时而得以改善。这些结果是在该种情况下由二维最佳化聚爆计算确定的。

图 9 是最坏波长下 e 的幂数与允许的 e 的最大幂数之比值，以 $r/\Delta r$ 为自变量。取最坏波数与实现成功聚爆的最大波数之比的平方根，就算出了上述比值。计算允许的 e 的最大幂数时，初始扰动取为 10 埃，给出的每个波数都是最好的情况，即 $r/\Delta r$（在每种情况

下，都以可能的最快的加速度实现聚爆）都有高增益。最后一个值$\left(\text{对应于}\frac{21}{3}:1\text{的球壳}\right)$是对应于连续被加速的球壳，当表面光洁度为1埃时，最坏波长仍能使聚爆成功。

不用连续形式的激光功率源，而采用断断续续的激光使靶子脉冲加速。在此方式里，靶子突然受到很大的加速作用，接着差不多是惯性滑行，在每个脉冲之后，扰动不是按指数增长，而是线性增长。正如里希特迈耶(Richtmeyer)[6]给出的：

$$\dot{a} = k\Delta V \alpha a_0.$$

式中 ΔV 为冲击波后物质速度与波阵面上物质速度之差，a_0 为初始振幅，α 为阿特伍德(Atwood)数，$\dot{a}$ 为振幅随时间的变化率。因为当冲击波通过扰动界面时有聚心作用，这种增长就发生了。当球壳的整个速度是由一个冲击波产生的，不稳定性增长可能最小。此时，增长因子近似为

$$a/a_0 = kR.$$

该增长因子是有瑞利-泰勒不稳定性存在时，聚爆能达到的下限。下面要研究的$\frac{21}{3}:1$球壳，该因子是160或者e的幂数为5，按这种增长，就容许有二、三百埃的初始扰动。但是，当采用多个冲击波时，增长因子就要提高，为了保持接近绝热压缩，就必须用几个冲击波。在许许多多弱击波的情况下，增长因子过渡到瑞利-泰勒值。

把各个脉冲时间延迟得适当，并将后面的冲击波振幅比率保持在2～3倍之内，我们就能降低增长指数并维持等熵压缩和高增益。通过这种手段，我们能够把激光功率降低到10^{14}瓦，这比表面光洁度为15埃的典型实心球低一个数量级。该种聚爆的脉冲形状和速

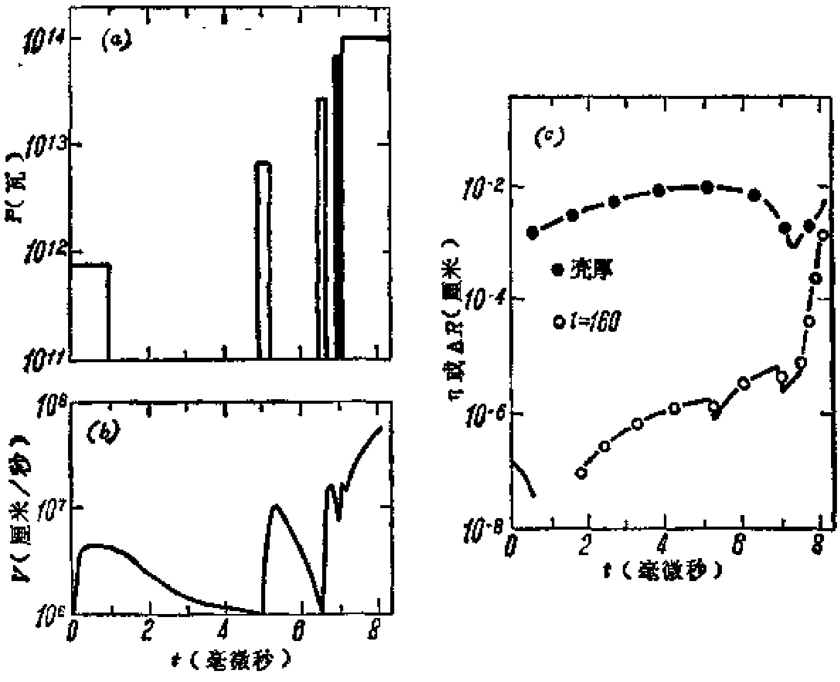


图10 球壳形状因子为2：1

(a)激光脉冲形状。(b)速度随时间变化曲线。这种计算里球壳厚度分布在0.04厘米到0.07厘米之间，密度为0.21克/厘米^3，脉冲式加速度使流体不稳定性增长速率下降。(c)振幅和壳厚随时间的变化曲线。计算结果表明当初始振幅为15埃或大一些时，对任何一种波长，这种球壳都可进行成功聚爆。

度的时间特性画在图 10a 和 10b 中，扰动振幅和壳厚作为时间的函数画在图 10c 中。在峰值温度为 5 千电子伏处的峰值激光强度约为 2×10^{16} 瓦/厘米^2。这种强度超过在$\frac{1}{4}\rho c$处算出的参量衰变不稳定性阈一个数量级，即约有 85% 的激光通过逆轫致吸收吸收了。

我们想通过加进高 Z 物质来保留这种强度。改进这种脉冲加速方法可以允许采用更低强度的激光。

结　论

对 LASNEX 程序考核结果表明该程序可成功地用来研究流体不稳定性。根据已知的系统误差，我们可以预期最后的振幅精确度在 3 倍或就 e 的幂数而言精确到 20% 以内（取其中较大者）。

我们发现那种高度非绝热聚爆，对流体不稳定性增长有抑制作用，可是，对于激光聚变首先感兴趣的等熵压缩这种效应并不明显。

对于等熵压缩，LASNEX 程序表明波长为壳厚量级的分波，增长速率为经典泰勒值或者普莱塞特值的 50—100%，而那些短波，LASNEX 增长速率与经典增长速率之比有系统的下降。鉴于这种不稳定特性，对于成功的激光聚变靶设计来说，参量区域被限制到某个范围内。

然而，我们的计算结果表明，甚至对不稳定性增长以这种极为悲观的观点看，低形状因子的球壳也能实现等熵聚爆，尤其是，如果在聚爆的初期阶段能够采用脉冲式加速，在使球壳破坏的最坏波长下，还允许初始表面有几十埃的扰动。表面达到这种光洁度看来是可能的，而且，在靶丸周围造成一个气层，应当是有可能办到的，这种气层将使非均匀照射所造成的痕迹降低到允许程度。

参 考 文 献

[1] S. Bodner, Phys. Rev. Lett., 33, 761 (1974).
[2] J. N. Shiau, E. B. Goldman, and C. I. Weng, Phys. Rev. Lett. 32, 352 (1974).
[3] D. B. Henderson, R. L. McCrory, and R. L. Morse, Phys. Rev. Lett. 33, 205 (1974).
[4] G. B. Zimmerman, Univ. of Calif. Report UCRL-74811 (1973).
[5] M. S. Plesset, J. of Appl. Phys., 25, 96 (1954).
[6] R. D. Richtmeyer, Comm. on Pure and Appl. Math, XIII, 297—319 (1960).

[于仁译自《UCRL-76477》，李泽清、赖东显校]

高密度时的热核反应波

邱（M.S.Chu.）

本文介绍了固体密度氘-氚等离子体中热核反应波的形成、发展和传播。在分析中包含了热核反应、热传导、电子-离子平衡、韧致辐射、流体动力学这样一些物理效应。讨论了物理变量的定性行为，利用有限差分数值技术得到了方程的解。由于等离子体的特性以及聚变反应截面的形状，在聚变和化学爆炸波之间存在重大差别。对于简单几何体求得了点火阈能，研究了这个波发展的完整历史。介绍了整个发展起来的聚变反应波的结构。最后介绍了小D-T靶丸的热核能产额。

Ⅰ. 引　　言

随着高功率激光器的出现，把能量传递给固体靶已经产生了热的稠密的等离子体[1]。利用可聚变的靶材料，在等离子体中就会发生热核反应。在等离子体中的这种反应已经探测到[2]。当反应率比较快，在等离子体中释放足够多的能量时就会形成自持的反应波。

研究气体中普通化学反应波已经有很长历史[3]。热核反应波不同于普通化学反应波在于，其温度范围高很多（从 10^7 到 10^{10} 度），因此介质是完全电离的。由于电子质量和离子质量相比很小，因此电子比离子有更高的传导性，而离子比电子有更大的粘滞性。热核反应率随着等离子体温度的增加先是增加而后减小，这和化学系统中反应率的单调增加有所不同。由于反应产物对等离子体中电子和离子的加热不相等，因此它们处于不同温度。聚变区也是光学薄的，因此实际上等离子体中全部辐射都从这个波区逃逸。这些特性就使热核反应波在很多方面都不同于普通化学爆炸波。

富勒（Fuller）和格罗斯（Gross）[4]曾研究了低密度气体（$n=10^{15}$/厘米^3）的热核反应波现象。基于泽尔多维奇-纽曼-多林（Zeldovich-Neumann-Doring）模型，他们决定了 D-T 混合气体中反应波的结构。最近，Gross 等人[5]曾做了实验，利用强激波把氘气加热到几千电子伏温度，从而产生聚变中子。

科罗别伊尼科夫（Korobeinikov）[6]曾研究了泽尔多维奇-纽曼-多林模型适用时，气体中化学过程激波的加速度。他强调化学反应对于上述激波和波后流场的效应。稳定等离子体激波的结构曾经由很多人进行了研究，关于这个课题最近由 Chu 和 Gross[7]作了专题评述。与普通气体激波不同，等离子体激波具有多层结构。这样一个激波的加速度多少依赖于能量输入和能量传输机构。

在本文中首先介绍了描述反应波结构和行为的偏微分方程。这是由一组五个方程组

成，分别代表密度、反应程度、速度、电子温度和离子温度的变化。在介绍数值结果之前，通过整组方程极限条件的研究，可以预料一些物理结果的特性。在波的发展过程中，结构的变化可以定性地理解为能量以不同方式传输给电子和离子气体的结果。在这篇文章中，介绍了发展到定态的自驱动（*Self-driven*）聚变波的历史，在最后一节，同一组方程用来分析小 D-T 靶球热核能产额问题。

Ⅰ. 方程式的建立

热核反应波现象可以用反应时间标度 τ_r 来表征：

$$\tau_r = 1/n_i \ \langle\sigma v\rangle \ . \tag{1}$$

其中 n 是反应物的数密度，$\langle\sigma v\rangle$ [8] 是反应率。利用荷电粒子的碰撞率 [9]，可以证明，对于感兴趣的密度和温度范围，在波中的电子和离子自碰撞时间 τ_e 和 τ_i 比 τ_r 小很多。然而它们的平衡时间 τ_{ei} 却与 τ_r 可比拟 [10]。因此，电子和离子处理为波中的两个不同的子系统，具有各自的温度。等离子体产生的辐射场的平均自由程比波的尺度长很多，因此，等离子体对于其本身的辐射是光学薄的。决定着波发展的迁移系数假定取其经典值。由于与 $1/\tau_r$ 相比等离子体频率是高的，因此波中的电荷分离可忽略。

连续性方程和化学反应（$D+T\rightarrow n+\alpha$）方程可以联立写成：

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + u\frac{\partial Y}{\partial x} = W. \tag{3}$$

其中 ρ 是质量密度，u 是流体速度，Y 是已烧物质份额，定义为：

$$Y = (n_\alpha + n_n)/(n_D + n_T + n_\alpha + n_n).$$

W 是反应率函数，由下式给出。

$$W = \frac{1}{2}n(1-Y)^2 \ \langle\sigma v\rangle \ .$$

显然式(2)是与质量守恒方程式相同，因为只有很少一部分质量（～0.35%）转化成能量。定义 Y 的表达式中 n 是粒子密度，下脚标分别表示不同粒子种类。W 的表达式中，n 是代表总的离子数密度。运动方程是

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} = -\rho^{-1}\frac{k}{m_i}\frac{\partial}{\partial x}\Big[\rho(T_i+T_e)\Big] + \rho^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\Big[(\mu_i+\mu_e)\frac{\partial u}{\partial x}\Big]. \tag{4}$$

这里包含了压力项和粘性项。$\mu_{i,e}$ 是粘滞系数，其取值为

$$\mu_{i,e} = \frac{0.406\, m_{i,e}^{1/2}(kT_{i,e})^{5/2}}{e^4 \ln\Lambda} \ .$$

其中 $\ln\Lambda$ 是通常的斯皮策对数。离子温度和电子温度方程是

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} + u\frac{\partial T_i}{\partial x} = -\frac{2}{3}T_i\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2m_i}{3k\rho}\mu_i\Big(\frac{\partial u}{\partial x}\Big)^2 + \frac{2m_i}{3k\rho}\frac{\partial}{\partial x}\Big(K_i\frac{\partial T_i}{\partial x}\Big) + W_i +$$

$$+\frac{T_e-T_i}{\tau_{ei}},\tag{5}$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t}+u\frac{\partial T_e}{\partial x}=-\frac{2}{3}T_e\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{2m_i}{3k\rho}\mu_e\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+\frac{2m_i}{3k\rho}\frac{\partial}{\partial x}\left(K_e\frac{\partial T_e}{\partial x}\right)+W_e$$

$$+\frac{T_i-T_e}{\tau_{ei}}-A\rho T_e^{1/2}.\tag{6}$$

方程式右边所包含的各项分别为压力，粘滞性，热传导，热核能源和平衡项，方程式(6)右边的最后一项是轫致辐射项。传导系数为

$$K_{i,e}=1.89(2/\pi)^{3/2}[(kT_{i,e})^{5/2}k/m_{i,e}^{1/2}e^4\ln\Lambda].$$

W_i 和 W_e 函数与 W 的关系是

$W_i=(2W/3k)[(1-f)E_\alpha+E_n\delta_l]$,

$W_e=(2W/3k)fE_\alpha$.

其中 E_α 是 α 粒子的能量，而 E_n 是中子的能量。在固体密度 D-T 中 α 粒子的平均自由程为[11]

$$l_\alpha=3.2\times10^{-2}\,T^{3/2}\ (\text{千电子伏})\ (\text{厘米}).\tag{7}$$

因此假定 α 粒子能量沉积在等离子体中。中子的平均自由程在固体密度中大约是20厘米[12]，当波的尺度比平均自由程短时，假定中子能量不被离子吸收，因此

$$\delta_l=\begin{cases}0, & \text{如果 } l_w<l_n.\\ 1, & \text{如果 } l_w>l_n.\end{cases}\tag{8}$$

其中 l_w 表示波长，而

$$l_n\approx20\ \text{厘米}.\tag{9}$$

函数 f 代表 α 粒子能量被电子吸收的部分，

巴特勒（Butler）和白金汉（Buckingham）[13]给出如下结果：

$$f=32/[32+T_e(\text{千电子伏})].\tag{10}$$

f 取这种形式的物理解释是，对于低温（≲32千电子伏）等离子体，电子更加容易从热的 α 粒子吸收能量，而对于高温等离子体，离子能够从 α 粒子吸收更多能量，平衡时间值为

$$\tau_{ei}=\frac{3m_im_ek^{3/2}}{8(2\pi)^{1/2}ne^4\ln\Lambda}\left(\frac{T_i}{m_i}+\frac{T_e}{m_e}\right)^{3/2}\ (\text{秒}).\tag{11}$$

A 是一个常数，对于 $Z=1$ 的纯轫致辐射，取

$$A=(2/3km_i)1.42\times10^{-27}(\text{度}^{1/2}\text{-厘米}^3\text{-克}^{-1}\text{-秒}^{-1}).$$

为了研究各种不同情况下等离子体的行为，这套方程组(2)—(6)用各种初值条件和边界条件进行了求解。对于初值条件我们选数量为 E_{in} 的能量沉积在原点，初始密度取成固体氘的密度，因此

$$u(x,t)|_{t=0}=0,\qquad T_i(x,t)|_{t=0}=0,$$

$$Y(x,t)|_{t=0}=0,\qquad T_e(x,t)|_{t=0}=(m_iE_{in}/3k\rho_0)\delta(x),$$

$$\rho(x,t)|_{t=0}=\rho_0=0.1964(\text{克/厘米}^3)^{[14]}.$$

其中 $\delta(x)$ 是狄喇克 δ 函数。

对称的边界条件是：

$$u(x,\ t)|_{t=0}=0,$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial x}(x,\ t)|_{x=0}=0, \qquad \frac{\partial T_e}{\partial x}(x,\ t)|_{x=0}=0.$$

Ⅲ. 定 性 讨 论

方程组(2)—(6)是一组耦合的非线性偏微分方程，整个方程组还未知有解析研究，因此方程组的解只有用数值技术来求得。但是这里在直接介绍数值结果以前，先与以前研究过的一些物理系统进行比较，介绍一下反应波的定性行为。

在方程组中的项可以分成三类：能量损失及能源项；耗散项；理想流体项；当（1）W，W_i，W_e，$A\to 0$，方程组简化为适用于描写等离子体流的时间相关方程，利用座标变换，在与定态等离子体激波一起运动的坐标系中，贾弗林（Jaffrin）和普罗布斯坦（Probstein）[15]曾用这个方程组来研究定态等离子体激波的结构。当（2）μ_i，μ_e，K_i，K_e，$\tau_{ei}\to 0$，方程组允许间断解。在这种极限情形下，方程组适用于研究单温度气体中反应所驱动的爆炸波，特别是爆炸波的结构将遵循冯纽曼-泽尔多维奇-多林模型。富勒和格罗斯[4]曾用来研究热核爆炸波的定态结构。在这篇文章中把两群(1)和(2)的系数都取成它们经典的物理值。在第(2)群中的系数把数学激波拉宽（把间断抹去）。然而第(1)群中的项却“扭曲”了结构的分布。

在初始时刻，$\rho\simeq\rho_0$，$T_i\simeq 0$，$u\simeq 0$，$W(\rho,Y,T_i)=0$。因此，方程式(6)就简化成

$$\frac{\partial T_e}{\partial t}=\frac{2m_i}{3k\rho}\frac{\partial}{\partial x}\left(K_e\frac{\partial T_e}{\partial x}\right)-\frac{T_e}{\tau_{ei}}-A\rho T_e^{1/2}, \tag{12}$$

而不再与其他守恒方程耦合。在(12)中传导项包含了两次空间微分。这就意味着峰值电子温度分布将迅速扩散。另外两项，平衡项与韧致辐射项与传导项相比是小的。结果方程就可以写成

$$\frac{\partial T_e}{\partial t}=a\frac{\partial}{\partial x}\left(T_e^{5/2}\frac{\partial T_e}{\partial x}\right), \tag{13}$$

$$a=K_e^0(2m_i/3k\rho).$$

初始时刻能量守恒可以写成

$$Q=\int_{-\infty}^{\infty}T_e dx, \tag{14}$$

$$Q=E_{in}/\left(\frac{3}{2}\frac{\rho k}{m_i}\right).$$

泽尔多维奇和康帕尼茨（Kompaneets）[16]给出(13)和(14)的解为：

$$T_e=(Q^2/at)^{2/9}f(\xi). \tag{15}$$

$$f(\xi)=\left[\frac{5}{18}(\xi_0^2-\xi^2)\right]^{2/5},$$

$$\xi_0^{9/2}=\frac{(9/2)^{7/2}2^{-3/2}}{\frac{5}{2}\pi^{5/2}}\left[\frac{\Gamma(9/10)}{\Gamma(2/5)}\right]^{5/2},$$

$$\xi = x/(Q^{5/2}at)^{2/9}。\tag{16}$$

这个解表明在时间 t，传导的影响所穿过的距离为 $x \sim E_0^{5/9} t^{2/9}$。在这个区域内温度 T_e 将是 $\sim E_0^{4/9} t^{-2/9}$。另外方面，对于确定数量的能量，确定长度 d，只有到时间

$$\tau_c = (d^{9/2}/Q^{5/2}a\xi_0^{9/2}),\tag{17}$$

传导效应才能传到 d，其中 τ_c 是传导时间。在这个期间，温度分布作为空间函数将完全类似，如图 1 所示。可以看到，温度分布在后面部分是相当平的，而在前沿是非常陡的。这是非线性热传导的一般特点，而与初值完全无关。在反应波发展的整个期间，更加精确的分析表明，电子温度的这种分布总是存在。

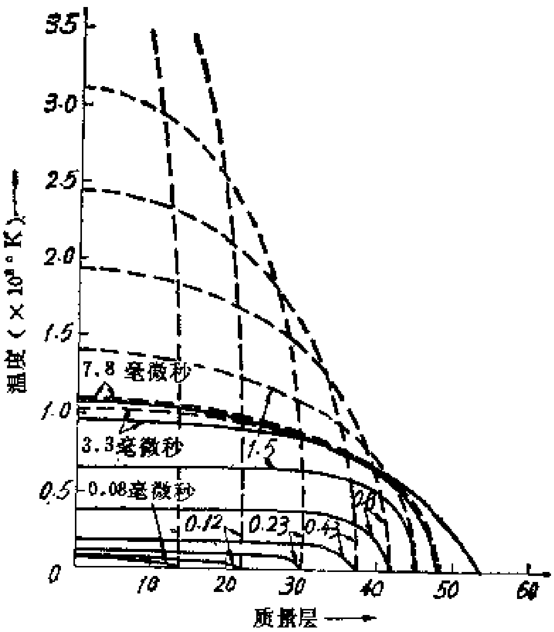


图 1 在不同时刻计算的电子温度和离子温度分布

虚线表示电子温度，实线是离子温度。能量输入是 6.4×10^{15} 尔格/厘米²。电子温度分布表明是方程式（15）的相似解。在数值计算中，介质分成质量层。在这种情形下，每层～0.04 厘米。

正如从方程式（12）可以看到的，由电子传导所表征的初始现象将让位给其他现象。在这早期的另一个重要机制是平衡和韧致辐射。平衡效应是由平衡时间 τ_{ei} 所表征，平衡时间已由（11）式给出。为了估计韧致辐射的重要性，让我们定义一个韧致辐射时间 τ_b，

$$\tau_b = T_e^{1/2}/A\rho。\tag{18}$$

这近似等于把全部能量辐射运走所需要的时间。在更晚时间，膨胀效应和速度效应都将出现，也就是形成激波。

当确定的很大数量的能量 E_{in} 沉积在某个有限区域时，气体动力学理论预言形成冲击波[17]。冲击波的结构是一个气体动力学激波，其宽度为几个碰撞平均自由程，而后跟着一个高温区，它反过来又推动激波。在等离子体中对应的情况是形成等离子体冲击波，在其头部是一个等离子体激波。等离子体激波不同于普通气体动力学激波之处在于它具有多层结构，这种结构由不同耗散机构所表征。等离子体激波解[15]是由这样几层组成：长度约为等离子体自碰撞长度 l_c 的离子激波子层，走在前头的长度为 $\sim l_c(m_i/m_e)^{1/2}$ 电子热

1108615

层以及紧跟着电子热层的长度为$\sim l_e(m_i/m_e)$的平衡层。

当等离子体激波形成时，这些不同结构特征的出现并变成定态的时间序列依赖于初始过程。在本文中，假定所有能量初始都给电子。因此电子热层将首先出现，紧跟着平衡层，最后的特征是形成离子激波子层。但是，因为辐射能量损失，核反应等过程的存在，真正定态等离子体激波从来没有得到过。

韧致辐射使得电子温度降低。在定态中这将缩短电子热层，而拉长平衡层。离子激波是位于很宽的电子热层中，因此可以看作是在热介质中的激波。因为通过电子-离子平衡过程，电子把波前离子加热。对于给定速度的气体动力学激波，在初始愈冷的介质中就愈强。因此与相应的气体中激波比较，由于电子-离子平衡过程把离子激波过程减弱。另外方面，由电子的辐射将降低电子热层的温度，从而也降低离子波前的离子温度。因此电子的韧致辐射将使离子激波强度增加。热核加热项的效应首先是增加波的温度。另外方面，这种加热对波分布的影响依赖于加热的位置，也依赖于究竟是优先加热电子还是加热离子。在早期，波中的温度相对较低（低于～30千电子伏特），由方程式（10）看到，产生的大部分能量是被电子吸收。由于电子热传导很大，这种加热结果就使整个电子热层的温度增加。由于电子-离子平衡，离子激波上游的离子将被加热，而这离子激波将被减弱。当波中总的温度水平增加后，离子将吸收愈来愈多一部分的反应能。如果加热的地方相对于离子激波处于下游，离子的这种加热，将增加离子激波的强度。如果加热是位于上游，将减弱离子激波的强度。

上述的讨论是打算说明波的定性行为。在能量初始沉积以后，表征波的分布首先是热传导解，而后逐渐变成类似于等离子体激波分布。最后，这种结构达到定态分布，这时加热效应占优势。

Ⅳ. 点 火 时 期

在这一节和下一节给出数值计算结果。数值计算是用向前差分格式，而具有全空间，时间中心系数。由于系数具有很高非线性特征，为了保证精确度，在时间上每一步长都实行叠代。数值计算的详细格式见参考文献[10]。

初始条件是这样取，把一定数量的能量E_{in}沉积在对称平面的电子上，其时间尺度是短于所有动力学时间尺度，能量沉积时间的典型值应该小于1毫微秒。由于热传导，电子把这个能量扩散开来。导致于热核反应的离子的加热，不是直接由外源，而是由电子-离子碰撞来实现。对于自持热核反应所必需的高温，必须通过释放的热核反应能的自吸收得到。为了取得自持聚变爆炸所必须克服的能量损失机构包括膨胀、韧致辐射和热传导效应。

图1表明，能量输入为$E_{in}=6.4\times10^{16}$尔格/厘米^2，在不同时刻典型计算的电子温度和离子温度分布。从图上明显看到，能量被电子迅速传导，而离子逐渐加热。注意在所画曲线之间的时间间隔近似地是倍增的。在后几个时刻，在相当长时期内分布几乎是定态的。注意所画的最后一个时刻的分布（7.8毫微秒）比前一个时刻（3.3毫微秒）各处都要高，这就意味着点火情形。在最后一个时刻，在整个范围内电子和离子温度之间也没有

明显差别。

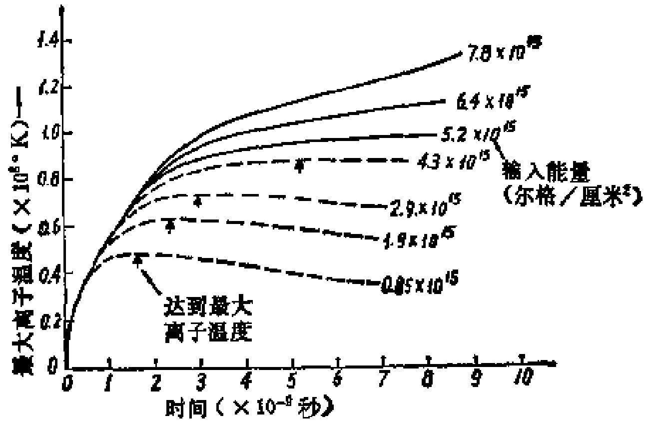


图 2　计算的最大离子温度的时间曲线

输入能量作为参量。在这一系列计算中，假定只有一半粒子能量重新被等离子体吸收。虚线是没有点火情形，而实线是点火情形。

对于较低的初始能量输入，离子的温度将表现出随时间逐渐减小，相当于点不起火的情形。因此，点火的标准是等同于离子温度最大值的稳步增加。

在点火时期，耦合回到反应等离子体中的释放能的数量，在决定点火能量时具有重要意义。从图 2 看到，点火出现在温度为 8 千电子伏附近。在这个温度，方程式(7)给出 α 粒子吸收长度为 ~0.7 厘米。从图 1 看到，波区大约是40到50层，而每层厚度为~0.04 厘米。因此波的半宽度大约是 1.6 到2.0 厘米。而波的总厚度是约 3—4 厘米。因此 α 粒子具有很大的机会把能量沉积在波区中。另外方面，中子需要 D-T 厚度为~20 厘米[见方程式（9）]才能把它的能量完全热能化。因此对于 3—4 厘米厚的波，中子携带的能量只是部分地被吸收。由于只有一部分释放能量被等离子体重新吸收，而这个量在决定点火能量时又非常重要，因此在我们的研究中把吸收释放能量的数量作为参数来处理。

在上述一系列计算中，热核聚变能重新被等离子体吸收的数量假定只有 α 粒子总能量的一半。这系列的阈值是取为明显点不起火情形的最大值和明显点火情形的最小值的平均。这个阈值是 4.75×10^{15} 尔格/厘米²。

点火阈值条件可以这样得到，假定 $T_e=T_i=T$ 研究在 $x=0$ 时的方程组，因此

$$W_i+W_e=A\rho T^{1/2}+\frac{4}{3}T\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2m_i}{3k\rho}\frac{\partial}{\partial x}\left(K_e\frac{\partial T}{\partial x}\right). \tag{19}$$

这个方程表明这样一个事实，由于热核能重新吸收所增加的能量刚好等于由于韧致辐射、膨胀和热传导所损失的能量。

利用方程式（15）可以对方程式（19）中的项进行估计，给出

$$W_i+W_e=A\rho T^{1/2}+\frac{8}{9}(k/m_i)(1/aT^{1/2})+\frac{2}{9}(T/t). \tag{20}$$

当把方程式（20）中项彼此进行比较时，发现当 $T\sim5$ 千电子伏时，$A\rho T^{1/2}$等于 $\frac{8}{9}(k/m_i)(1/aT^{1/2})$，而当

$$T^{1/2}\approx t\times1.5\times10^{12} \tag{21}$$

时，韧致损失和热传导损失一样。

在点火时，$t\approx5$ 毫微秒，方程式（21）给出温度为~7.5 千电子伏。

对于图 2 中所研究的点火情形，在点火时的条件大约是温度为~8 千电子伏，时间~5 毫微秒。因此对于点火来说，能量损失机构中韧致辐射比膨胀或热传导都稍微重要一些。

W_i 和 W_e 都直接正比于反应率，因此都非常敏感的依赖于离子温度。波区的整个长度由热传导决定，给出的波区长度为 $\sim t^{2/9}E_{in}^{5/9}$。电子的温度正比于 $E_{in}^{4/9}t^{-2/9}$。电子-离子平衡速率正比于 $T_e^{-3/2}$。因此 T_e 中由于平衡引起的减小的变化为 $t^{1/9}E_{in}^{-2/9}$。这也表示了在同一时期 T_i 的增加。电子温度实际上与离子温度相等的时间 t_1，可以令下述两个表达式相等得到：

$$E_{in}^{4/9}/t_1^{2/9}=C(t_1^{1/9}/E_{in}^{2/9}).$$

其中 C 是常数。因此离子与电子一样热的时间 $t_1\propto E_{in}^{2}$。在这个时刻，电子温度，从而离子温度是 $\propto E_{in}^{1/3}$。在这时刻以后，上述的分析表明轫致辐射和膨胀损失也将变成重要的。事实上，所有能量损失机构差不多是同等重要的。在下面的估计中，我们将作这样假设，(19) 式的右边也是正比于轫致辐射项，因此是按 $T^{1/2}$ 或 $E_{in}^{1/6}$ 变化。当温度低于～20 千电子伏，截面正比于 $T^{-2/3}\exp(-A'T^{-1/3})$[18]，其中 A' 是一个常数。如果 $\in$ 是吸收能量的数量，点火方程要求阈值输入能量 E_{th} 满足

$$\in E_{th}^{-2/9}\exp(-AE_{th}^{-1/9})=BE_{th}^{1/6}.$$

在这个方程中 A 和 B 是两个待定常数。除了在图 2 中所述的一系列计算外，对 $\in$ 为 5 兆电子伏还作了另一系列计算。在这种情况下发现阈值是 2×10^{15} 尔格/厘米^2。当用这两种情形来求 A 和 B 的值时，得到

$$A=0.80726\times10^{3}(\text{尔格/厘米}^2)^{1/9},$$

$$B=0.97472\times10^{-12}[\text{兆电子伏}(\text{尔格/厘米}^2)^{7/18}].$$

其结果如图 3 所示。对于 $\in$ 等于 α 粒子能量，对曲线进行了数值检验，由曲线预言，$E_{in}=3.4\times10^{15}$ 尔格/厘米^2 相当于点火情形，数值检验结果的确是点火。

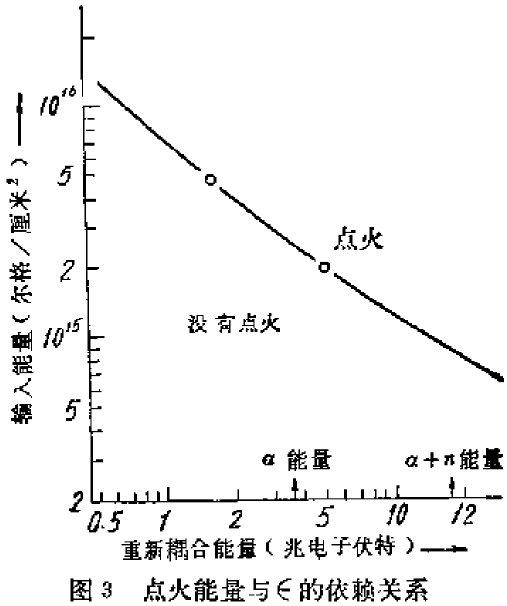


图 3　点火能量与 $\in$ 的依赖关系

这里 $\in$ 是聚变反应能耦合回到等离子体的数量。

Ⅴ. 定态反应波的发展和结构

一旦波发展起来后，其空间分布是连续变化的。发展波的整个历史是用增加空间网格大

小和时间步长进行数值追踪。在点火时期以后瞬刻，最突出的现象是粘滞性所起作用的减小效应。在这个时期不同时间间隔比容分布画在图 4 上。可以看到最大压缩比随时间连续减小，就象波在加速时期所预期的那样。实际在这个时期由于电子温度增加波是在加速。

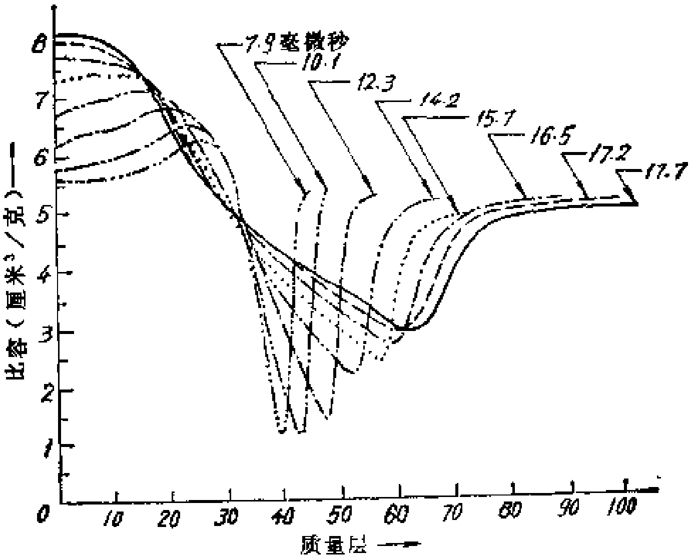


图 4　表明密度效应减小时在热核反应波中不同时刻比容的分布

输入能量是 5.3×10^{15} 尔格/厘米²，每个质量层近似于 0.03 厘米。

在达到最终的稳态结构以前，达到相当稳定的中间分布如图 5 所示。这种结构可以理解为变形的等离子体激波分布。变形原因是由于时间相关的能量损失项和能源项的各种效应。

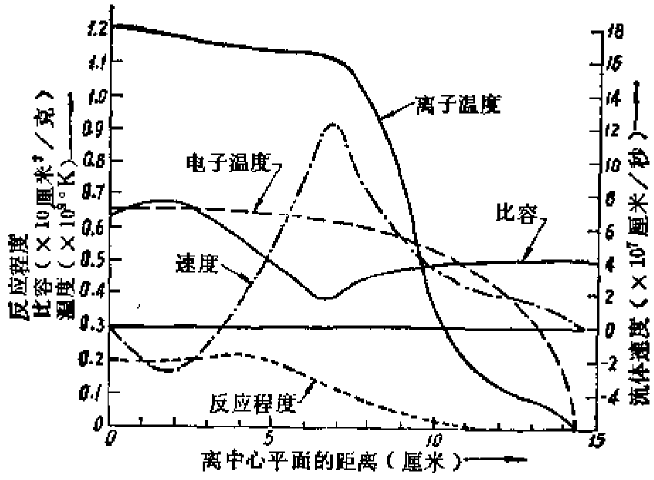


图 5　在中心平面初始沉积能量为 5.3×10^{15} 尔格/厘米²，以后一个确定时刻（29.1毫微秒）热核反应波中各物理变量的分布

为了更完整理解波的内部物理结果，把各种过程的效应画在图 6 上。注意到波的前面部分主要的是电子热传导，而波的其余部分主要的是热核加热。波的传播机构可以理解为电子热传导把能量从波后传到波前。在波前，由于电子-离子平衡，电子把离子加热。离子的反应和对电子的加热，又把波结构背后部更远的电子加热。

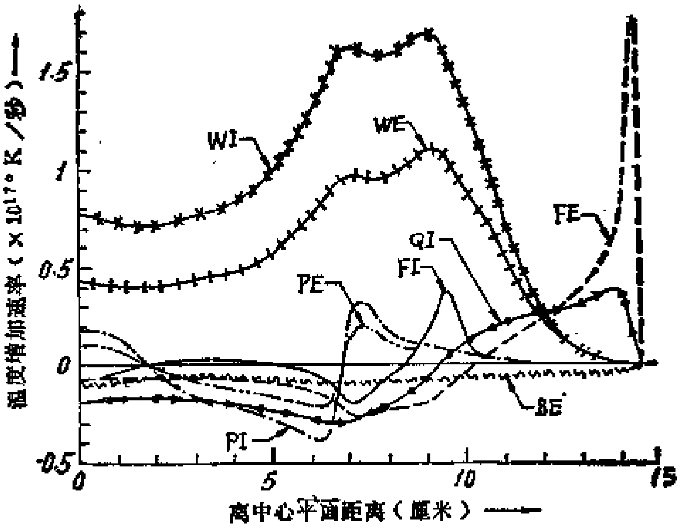


图 6　与图 5 所示同一时刻热核反应波中，加热或冷却电子或离子的各种机构的比较

FE, FI, BE, PI, PE, QI 分别表示由于电子离子平衡中，由于电子热传导，离子热传导，离子的热核加热，电子的热核加热，轫致冷却，离子压力做功，电子压力做功的贡献。

当波进一步发展，它就发展成定态分布。不同物理变量 Y，T_e，T_i，u 和 V（比容）在定态时的分布如图 7 所示。可以看到波的结构可以分成波头和波尾。波头是这样一个区域，离子和电子温度上升，反应程度非常迅速增加，比容缓慢减少。在波尾，T_i 和 T_e 之间的差别减少，反应程度相当缓慢增加。电子温度、离子温度和速度的峰值不是出现在同一个位置。然而，总压强（兼有电子和离子温度）的峰值是与速度的峰值和比容的极小值出现在同一位置。最大压缩程度相对比较小的值说明冯纽曼-泽尔多维奇-多林模型，对这种类型的聚变反应波不适用。在波前，离子的加热非常显著。在这个区域，热传导效应和其他项，相对来说不重要。波尾结构的特征是，由于轫致辐射使电子冷却。

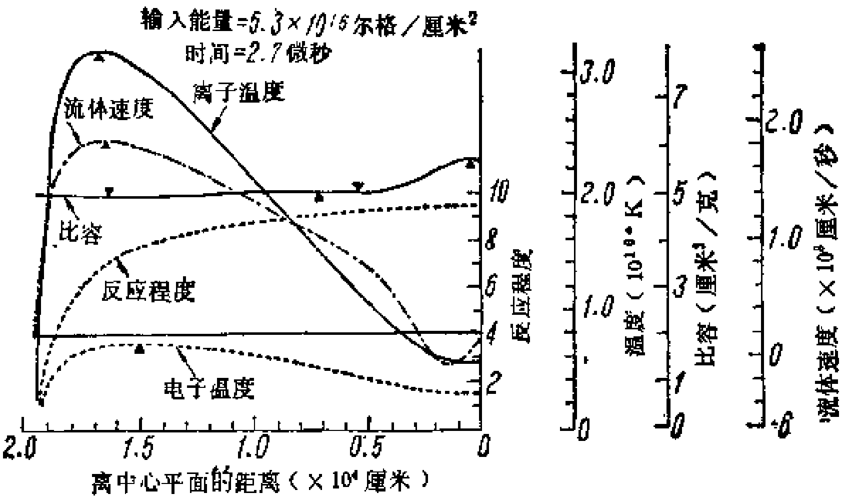


图 7　在实际空间中热核反应波最终（定态）分布

记号"▲"标志各个物理变量的局部极值。

Ⅵ. 小靶丸的热核能产额

对于氘氚靶丸，由热核反应产生相等能量所需要的最小输入能量已经作了一系列估计[19]。利用第Ⅱ节给出的方程组和假设，进行一系列计算可以得到这个最小能量。在初始能量沉积以后，相继发生的各种现象，可以首先用一个等温模型来作定性了解。温度T与输入能量E_{in}和靶丸半厚度d之间的关系为

$$T=E_{in}/(2\times\frac{3}{2}\times n_0k\times 2d). \tag{22}$$

如果能量均匀分配在所有粒子上，T就是电子和离子温度。

对于这样一个等离子体靶丸，膨胀时间尺度可以定义为

$$\tau_{ex}=d/(5kT/3m_i)^{1/2}.$$

τ_{ex}和τ_{ei}，τ_b，τ_c这样四个时间尺度一起控制着靶丸各个过程的动力学问题。在一个时期，某一个特殊过程最主要，则这个时期就是该过程所标志的发展阶段。当有两个过程具有相同时间尺度时，它们就大约同时发生，在感兴趣的参量范围，一般来说满足下述关系式：

$$\tau_c<\tau_{ex},\quad \tau_{ei}<\tau_b.$$

典型地，$\tau_c\sim0.5$毫微秒，$\tau_{ex}\sim\tau_{ei}\sim2$—3毫微秒，$\tau_b\sim30$毫微秒。因此传导阶段首先发生。在传导阶段末期，靶丸仍然具有初始尺寸，但是有相当等温的热电子和冷离子。当$\tau_{ei}>\tau_{ex}$，只有膨胀以后离子才被加热。因为那时密度是低的，因此热核反应产额也是低的。所以输入能量未能有效使用。反之，当$\tau_{ex}>\tau_{ei}$，在膨胀效应减小密度从而减小反应率以前，电子加热离子。因此E_{in}可有效地用来加热离子。

在整个发展期间总能量产额E_y由下式给出

$$E_y=Q_{th}\int_0^\infty dt2\int_0^{d_t}dx\rho^2\ \langle\sigma v\rangle\ (T_i)(1-Y)^2.$$

其中Q_{th}是单次D-T反应的热核能产额，即17.6兆电子伏。d_t是在时间t时靶丸的半厚度。上述公式可以近似为

$$E_y=Q_{th}\tau_{ex}2d\rho_0\ \langle\sigma v\rangle\ (T_i),$$

也就是有效反应时间由τ_{ex}给出。求反应率所用的温度取为

$$T_i=T,\qquad 当\tau_{ei}<\tau_{ex},$$
$$=T(\tau_{ex}/\tau_{ei}),\quad 当\tau_{ex}<\tau_{ei}.$$

大量计算机结果证实了这个模型。分成几个阶段是非常明显的。由于电子有很高热传导性，膨胀比绝热条件下所预期的要快。在韧致辐射阶段，中心区域冷却得更快，因为它比外部具有更高的密度。计算机结果如图8所示。对于平面靶可以看到，为了产生同样多的聚变能所必需的最小能量要求$E_{in}\approx1.6\times10^{15}$尔格/厘米^2，$d\approx0.5$厘米。

在这些计算中，显然大部分能量产生在膨胀阶段或平衡阶段。因为对于能量平衡条件，α粒子只携带能量产额的五分之一，α粒子吸收引起的加热不是关键的。这种表面上令人惊奇的结果，对于大能量产额因子情形是不适用的。韧致辐射对于能量平衡没有非常

重要的影响，因为它的时间常数很大。由于电子的很高热传导性，计算发现，只要脉冲长度短于热传导阶段时间，能量产额对于初始脉冲形状和能量沉积的位置都是不敏感的。也是由于电子这种迅速的热传导，希望使用尽可能小尺寸靶丸。为了使比较大的靶丸达到聚变温度就要求有比较大的输入能量。

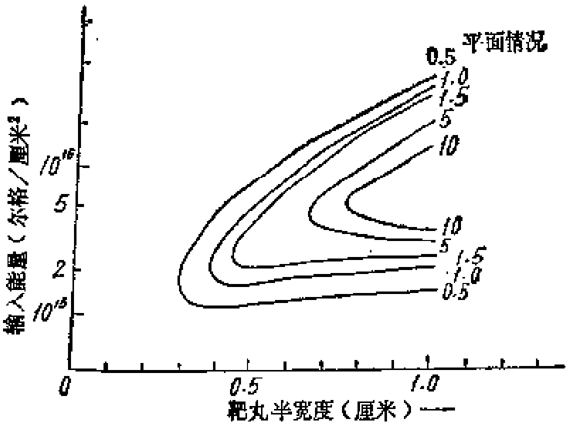


图 8　对于平面情况在输入能量-靶丸半宽度平面上 $E_{输出}/E_{输入}$ 的曲线等高图

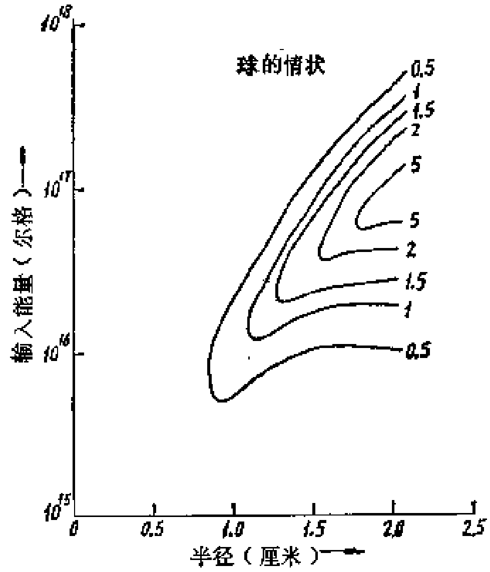


图 9　对于球形靶丸在输入能量-靶丸半径平面上 $E_{输出}/E_{输入}$的曲线等高图

对于球形靶丸情形，相应的数据如图 9 所示。对于靶丸半径为 ～1.1 厘米，最小能量是～1.3×10^{16} 尔格。这比平面情形所需要的值大。这结果是可以理解的，因为球形几何情形膨胀的更快。

有几位作者[20]提出了减小所需最小能量的方法，这就是用稠密物质把靶丸包围起来，这种称为加护持层的方法。如果只考虑护持层的动力学效应，也就是只减小靶丸的膨胀率，为了得到相等的聚变产额可以减少所需要的最小能量。但是实际上，当靶外面包上重材料时，要使问题复杂得多。因为重材料中存在附加的轫致辐射，热传导以及离化现象。此外，氘氚等离子体和重物质之间的交界面需要特殊研究。因此，虽然护持层可以减小所需要的最小能量，但是还不能从现在没有护持层问题的计算中，得出关于这种设想的肯定结论。

参 考 文 献

[1] J. L. Bobin, F. Delobeau, G. De Giovanni, C. Fauquignon, and F. Floux, Nucl. Fusion 9, 115 (1969); S. W. Mead, Phys. Fluids 13, 1510 (1970); M. J. Lubin, in Plasma Physics and controlled Nuclear Fusion Research (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1969), Vol. I, p. 945.

[2] N. G. Basov, S. D. Zaharov, P. C. Kruikov, U. V. Senatski, and S. V. Tsedalin, IEEE J. Quantum. Electron. QE4, 855 (1968).

[3] J. D. Hirschfelder, C. F. Curtiss, and R. B. Bird, Molecular Theory of gases and Liquids (Wiley, New York, 1965), Chap. Xi.

[4] A. L. Fuller and R. A. Gross, Phys. Fluids, 11, 534 (1968).

[5] R. A. Gross, Y. G. Chen, E. Halmoy, and P. Moriette, Phys. Rev. Letters, 25, 575 (1970).

[6] V. P. Korobeinikov, Dokl. Akad, Nauk SSSR. 177, 295 (1967) [Sov. Phys. Dokl., 12, 1003 (1968)].

[7] C. K. Chu and R. A. Gross, in Advances in Plasma Physics, edited by A. Simon and W. B. Thompson (Interscience, New York, 1969), Vol. 2, p.139.
[8] J. L. Tuck, Nucl. Fusion 1, 202 (1961).
[9] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases (Interscience, New York, 1962), Chap. V.
[10] M. S. Chu, Ph. D. thesis, Columbia University, 1971.
[11] F. Winterberg (Private communications).
[12] Neutron Cross Section (Brookhaven National Laboratory Report No. 325) edited by D. J. Hughes and R. B. Schwartz (U. S. Government Printing Office, 1958), 2nd ed, p. 58.
[13] S. T. Butler and M. J. Buchingham, Phys. Rev. 126, 1 (1962).
[14] K. Clusius and E. Bartholome, Z. Phys. Chem. (Leipzig) 30, 237 (1935).
[15] M. W. Jaffrin and R. F. Probstein, Phys. Fluids 7, 1658 1964.
[16] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics (Addison Wesley, Reading, Mass, 1969), p. 195.
[17] Y. B. Zeldovich and Y. B. Raizer, Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic, New York, 1966), Vols. 1 和 2.
[18] S. Glasstone and R. H. Lovberg, Controlled Thermonuclear Fusion (Van Nostrand, Princeton, N. J., 1960), p. 20.
[19] R. Johnson and R. Hall, J. Appl. Phys. 42, 1035 (1971).
[20] F. Winterberg, Phys. Rev. 174, 212 (1968).

[李泽清译自《Phys. Fluids》, 15(3)413—422 (1972), 李明寿校]

MEDUSA

——一维激光核聚变编码

克里斯琴森(J.P.Christiansen)等

(英国原子能管理局研究部卡拉姆实验室)

程　序　概　要*

迄今为止，用激光聚变的手段来产生受控热核动力的可能性主要是根据计算机的模拟，MEDUSA1是在一个空间变量上研究在受激光辐照的小丸上所发生的流体动力学和等离子体过程。用4个主要相关变量ρ、u、T_i、T_e描述等离子体，它们分别表示密度、速度、离子温度和电子温度。它们是时间和单个空间变量r的函数，后者可按要求对应于平板、圆柱或球形几何结构作选择。辅助变量表示等离子体的化学成分，它是所有离子中各种类的比例数，由于热核反应的发生，这个成分比随空间和时间而变化。主要物理方程是纳维耶尔（Navier）-斯托克斯方程和分别对应于离子温度和电子温度的两个热传导方程，还包括了各种附加的效应。使用拉格朗日差分网格，计算格式对流体力学方程来说是显的，对热传导方程是隐的，用克兰克（Crank）-尼科尔森（Nicholson）格式和高斯消去法来求解。考虑到物理系数对于密度和温度的非线性关系，在每个步长进行多次迭代以保证收敛。

1型MEDUSA程序力图给出一个尽可能简单的激光聚变过程，因此一些物理现象和过程被忽略了，它们可以在以后的程序中考虑。MEDUSA1可以使用任意按真实情况成形的激光脉冲，它对等离子体现象描述的精度取决于网格的规模以及收敛判据。最大许可的网格数量由所用计算机的内存规模决定。

计算时间取决于网格数量以及收敛判据。在卡拉姆实验室的ICL4/70机上，网格数量为40且最多迭代5次时，算1000步要用300秒。

1. 引　　言

本文介绍的计算机程序MEDUSA 1用于计算被强激光束辐照的等离子体的一维流体动力学和热力学特性。以期对所提议的获得热核动力的激光聚变方法[1-5]增进了解。

等离子体由4个主要相关变量ρ、u、T_i、T_e描述，分别代表密度、速度、离子和电子温度。方程在第二节中介绍。每个变量是单个空间变量的函数，根据需要可以相应选择

* 在这一部分，译文就原文的非专业部分作了删节。——译者

平板、圆柱或球座标结构。等离子体的运动、边界条件和状态方程在第3节中论及。所有的物理量均定义在运动的拉格朗日网格点上，这和所采用的计算格式概貌一起在第4节中介绍。第5节给出了详细的计算格式和求解的方法。第6节介绍步长控制。MEDUSA 1的构造是以OLYMPUS程序组[6,7]为基础的。第7节给出计算的流程图。附录列举了MEDUSA 1的子程序和可由使用者规定的公用变量和数组。它要同第八节结合起来读，第8节是供程序使用者的说明书，并且在第9节中给出了标准的试算作为示范。进一步的报告[8]给出了更详细的叙述。

为了在阅读本文时象程序表一样方便，对子程序我们援引其代号。记号〈2.9〉意味着第二类的第九个子程序，十进制数在文献［6，7］中说明。反过来，程序表所包含的编号与本文以及文献［8］中的方程相对应。对变量和数组名称有类似的对应关系。（在本文中）全部采用国际单位制。

复杂的计算机程序常常要经历一个不断的发展完善过程，对于一个程序来说，要确认它在任何特定的计算中都正确往往是难以做到的。为了避免类似的误会，我们将在这儿和文献［8］中介绍的初步"冻结"的程序称作MEDUSA 1。特定的计算需要对此范本作专门的修改。我们希望在适当的时候介绍进一步的MEDUSA程序。

2. 物 理 模 型

假定等离子体是电中性的混合物，它由电子(e)和不同种类的离子、原子或分子组成，后三者统称"离子"(i)，当需要辨别重离子种类时用下标K标记。

MEDUSA 1的热力学处理是将电子作为一个子系统，单位质量的内能为U_e，温度为T_e，压力为P_e，比热比为γ_e等等；离子是作为第二个子系统，有其相应的一套变量。电中性要求这两个子系统有同样的速度U。在MEDUSA 1中忽略了电场，由于这共同的速度和源于电子-离子或电子-原子碰撞的能量交换，这两个子系统彼此耦合在一起。

在此编码中考虑的8种粒子是H(氢)、D(氘)、T(氚)、^{3}He(氦3)、^{4}He(氦4)、N（其质量数为M_N的任意中性原子或分子）、X（其电荷数为Z_X，质量数为M_X的任意离子）和n（中子）。在本初步的程序中，种类N和X不起作用，但是在编码的流体动力学和其它部分中放进它们，以便于用EXPERT设备作专门的修改。中子被假定为没有进一步的相互作用就从系统中逃逸出去，这导致了质量的损失和动量的变化；在下标"K"中不包括中子，此初步程序也不考虑离化或带电反应产物的有限射程，这使得在每个拉格朗日流体元中电子的数量保持不变。

局部电子密度用n_e来表示，并且它仅随着运动流体元的流体动力学膨胀和收缩而变化。局部的离子密度用n_i来表示，它还可能由于原子或核反应而变化。在此编码中，局部的瞬时化学组分由一组比例数f_K表示，这样就有

$$n_K = f_K n_i \tag{1}$$

表示K种类"离子"的数密度，该组比例数在每一步都进行修正以保持归一化

$$\Sigma f_K = 1. \tag{2}$$

用一个类似的比例数f_n来表示每一微元中产生的中子数，但在归一化关系（2）中不

包括它。

每一个“离子”平均的质量数和电荷数是

$$M=\sum_{K} f_K M_K, \tag{3}$$

$$Z=\sum_{K} f_K Z_K, \tag{4}$$

其中 M_K、Z_K 是各种成分的质量数和电荷数。电子和离子密度之间的关系是：

$$n_e = Z n_i (\text{米}^{-3}), \tag{5}$$

体密度可写成：

$$\rho = n_i M m_H = \frac{1}{V}\ (\text{公斤/米}^3), \tag{6}$$

其中 m_H 是质子质量，V 是比容，我们在流体动力学的公式中忽略电子质量，中子质量的差值以及所有的质量亏损。要注意到比容 V 并不是仅与运动微元的几何特性有关（就象在通常的流体动力学编码那样），而且也与所发生的任何质量改变有关；还要注意到在编码中以“速率/单位质量”表示的能量增益和损失过程，这一系数既与整个质量有关，又与化学组分有关。

诸如离子-电子能量交换速率、热导、韧致辐射等等涉及两种带电粒子碰撞的物理系数，采用如同（3）式和（4）式这样的平均值和如同 $\overline{M^{\prime}Z^{\prime}}$ 这样的幂的平均值，用这样简单的方法得到的式子没有足够的精度，尤其是在包含有大的 M_K、Z_K 种类成分时。但是无论如何，如果考虑了中性的原子或分子，一定要为此作相应的修改，因为在编码中的标准公式仅适用于带电粒子碰撞的情况。任何包括 Z_K 的非零次幂的平均都不考虑中性成分 N，这样就避免了用零来除。

每单位质量内能表示为（省去下标 e 和 i）：

$$U = PV(\gamma-1)(\text{焦耳/公斤}), \tag{7}$$

两个子系统具有独立的状态方程，

$$U=U(\rho,T),$$
$$P=P(\rho,T). \tag{8}$$

一般说来它们是不相同的。能量方程写成

$$C_V\frac{dT}{dt}+B_T\frac{d\rho}{dt}+P\frac{dV}{dt}=S(\text{瓦特/公斤}), \tag{9}$$

其中 S 是进入各子系统中的每单位质量的能量速率，其中

$$C_V=\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_\rho,\ B_T=\left(\frac{\partial U}{\partial \rho}\right)_T. \tag{10}$$

（9）式中源项 S 对离子和电子分别为

$$S_i = H_i - K + Y_i + Q(\text{瓦特/公斤}), \tag{11}$$

$$S_e = H_e + K + Y_e + J + X(\text{瓦特/公斤}). \tag{12}$$

其中 H 表示由于热传导引起的热流；K 表示离子和电子之间能量交换的速率；Y 是热核能量释放速率；J 是韧致辐射发射速率；Q 是粘滞激波加热速率（参看第四节）。在下文

中我们将定义适用于式（11）和（12）中各项的表达式。这些量都以瓦特/公斤来表示，如果省去了下标 i 或 e，表达式对二者都适用。

2.1 热　导

热导项是

$$H=\frac{1}{\rho}\nabla\cdot\kappa\nabla T, \tag{13}$$

其中 κ 是热导率。根据文献 [9]，κ 的表达式〈2.13〉是

$$\kappa_i=4.3\times10^{-12}T_i^{5/2}(\log\Lambda)^{-1}\overline{M^{-1/2}Z^{-2}}(\overline{Z^2})^{-1}(\text{瓦特/米·公斤}), \tag{14}$$

$$\kappa_e=1.83\times10^{-10}T_e^{5/2}(\log\Lambda)^{-1}Z(\overline{Z^2})^{-1}(\text{瓦特/米·公斤}), \tag{15}$$

其中 $\log\Lambda$〈2.8〉是库仑对数。由文献 [9] 给出

$$\Lambda=1.24\times10^{6}T_e^{3/2}n_e^{-1/2}/Z. \tag{16}$$

2.2　自由流极限

对电子热通量 $F_e=\kappa_e\nabla T_e$ 加上一个限制，即所谓自由流极限[4]

$$(F_e)_{最大}=a\frac{1}{4}n_e\overline{v}_e kT_e(\text{瓦特/米}^2),$$

其中 a 是一个可调整的常数。通量限制是按

$$\frac{1}{F'_e}=\frac{1}{F_e}+\frac{1}{(F_e)_{最大}} \tag{17}$$

采用修正的热导率表达式，

$$K'_e=K_e\left(1+a\frac{\lambda_e}{T_e}\frac{dT_e}{dx}\right)^{-1}. \tag{18}$$

其中 λ_e 是电子平均自由程，

$$\lambda_e=5.7\times10^{7}T_e^2/n_i\overline{Z^2}(\text{米}). \tag{19}$$

2.3　能量交换

离子和电子之间进行能量交换〈2.11〉的速率[10]是

$$\omega=\frac{\overline{M^{-1}Z^2}e^4n_i\log\Lambda m_e^{1/2}}{32\sqrt{2}\pi\varepsilon_0^2m_H}(kT_e)^{-3/2}(\text{秒}^{-1}). \tag{20}$$

式（11）和（12）中的 K 项是

$$K=\frac{1}{\rho}\omega n_e k(T_i-T_e). \tag{21}$$

以 ω 代入就得到〈2.11〉

$$K=0.59\times10^{-8}n_e(T_i-T_e)T_e^{-3/2}\overline{M^{-1}Z^2}\log\Lambda(\text{瓦特/公斤}). \tag{22}$$

2.4　轫致辐射

量 J 代表电子的轫致辐射发射，假定它没有被等离子体吸收而造成能量损失($J<0$)。

对于麦克斯韦分布的气体，根据文献 [10] 有

$$J = -\frac{Z^2 e^6 n_e \overline{v_e}}{24\pi\varepsilon_0^3 e^3 m_e m_H M_\lambda}(\text{瓦特/公斤})。\tag{23}$$

将$\overline{v_e}$等代入，我们得到 ⟨2.10⟩

$$J = -8.5\times10^{-14} n_e T_e^{1/2}\overline{Z^2}M^{-1}(\text{瓦特/公斤})。\tag{24}$$

对 J 项的修正参看第三节。

2.5 激光吸收

吸收 ⟨2.9⟩ 是假定在低于临界密度处通过逆轫致辐射进行，临界密度为

$$\rho_c = \frac{\varepsilon_0 M m_H m_e}{Z_e^2}\omega_L^2(\text{公斤/米}^3),\tag{25}$$

该地等离子体频率与激光频率 ω_L 相同。吸收系数由文献 [11] 给出

$$\alpha = 13.51\lambda^{-2}\beta^2(1-\beta)^{-1/2}T_e^{-3/2}(5.05+\log\lambda T_e)\overline{Z^2}(\text{米}^{-1}),\tag{26}$$

其中 $\beta=\rho/\rho_c<1$，λ 是激光波长。如果在等离子体边界 $r=R_0$ 处入射激光功率 ⟨2.3⟩ 是 $P_L(R_0)$，则

$$P_L(r,t)=\exp[-\alpha(R_0-r)]P_L(R_0,t),\tag{27}$$

并且式 (12) 中 X 项就是 (dM 为无限小质量元)

$$X(r,t)=\frac{d}{dM}P_L(r,t)^*(\text{瓦特/公斤}).\tag{28}$$

在 $r=r_c$ 处 $\rho=\rho_c$，假定剩余的激光功率在此密度全部被吸收，以模拟反常吸收⟨2.9⟩，它是

$$X(r_c,t)=PL(r_c,t)/dM(\text{瓦特/公斤}).\tag{29}$$

2.6 热核反应

Y_i 和 Y_e 分别代表离子和电子从下面 4 种热核反应所释放的能量中获得能量的速率 ⟨2.12⟩，

$$\begin{aligned}
&D+T\longrightarrow{}^4He(3.6\,\text{兆电子伏})+n(14.1\,\text{兆电子伏}),\\
&D+D\longrightarrow T(1.0\,\text{兆电子伏})+H(3.0\,\text{兆电子伏}),\\
&D+D\longrightarrow{}^3He(0.8\,\text{兆电子伏})+n(2.45\,\text{兆电子伏}),\\
&D+{}^3He\longrightarrow{}^4He(3.6\,\text{兆电子伏})+H(14.7\,\text{兆电子伏}).
\end{aligned}\tag{30}$$

发生的反应数是

$$R_{DT}=\langle\sigma v\rangle_{DT}f_D f_T n_i^2(\text{米}^{-3}\text{秒}^{-1}),\tag{31}$$

对 D-D 以及 D-^{3}He 反应有类似的表达式。$\langle\sigma v\rangle_{DT}$ 是反应率[12]，它是 T_i 的函数。假定中子携带其能量从等离子体中逃逸，这也就意味着质量和动量的损失。假定带电的反应产物 H、T、^{3}He 和 ^{4}He 的能量就地沉积给离子和电子，其比率以 D-T 反应而言分别为 P_{DT} 和 $1-P_{DT}$，其中 P_{DT} 是 Te的函数[4]，对别的反应有类似的写法。以 E_{DT}、E_{DD} 和 E_{D^3He}

* 此处原文有误。

表示式（30）的带电反应产物的能量。则有〈2.12〉

$$Y_i = (P_{DL}E_{DD}R_{DD} + P_{DI}E_{DI}R_{dT} + P_{D^3He}E_{D^3He.D}R_{^3He})(\text{瓦特/公斤}), \tag{32}$$

以 $1-P_{DT}$ 替换 P_{DT} 有关于 Y_e 的类似表达式。

2.7 化学组分

由于反应式（30）改变了等离子体的组分。比例数 $f_T = n_T/n_i$ 由下式计算〈2.28〉：

$$\frac{1}{n_i}\frac{dn_*}{dt} = \left(\frac{1}{2}R_{DD} - R_{DT}\right)\frac{1}{n_i}(\text{秒}^{-1}), \tag{33}$$

然后根据式（2）重新归一化。类似的方程式也适用于比例数 f_D 等。

2.8 激波加热

量 Q 将在第五节处理。

3.流体动力学，边界条件，状态方程

3.1 几何结构

等离子体占有的区域是有限的且可变动的，由参量 g 表示的其几何结构可以选择为：

$g=1$，单位截面的平板。

$g=2$，单位高度且为一个弧度角的圆柱截面。

$g=3$，一个立体角的球截面。

在各种情况下都只使用 r 座标，引入截面是为了归一化的目的。

3.2 运动方程

等离子体运动是按纳耶尔-斯托克斯（Navier-Stokes）方程

$$\rho\frac{du}{dt} = -\nabla P, \tag{34}$$

这里 u 是等离子体运动的速度，它规定拉格朗日座标的运动〈2.19〉按

$$\frac{dr}{dt} = u(r,t). \tag{35}$$

P 是流体动力学压力〈2.24〉，规定为

$$P = P_i + P_e(\text{牛顿/米}^2). \tag{36}$$

还有人为粘性压力，在第5节中讨论。

3.3 边界条件

必须详细规定在内边界和外边界上的流体动力学和热力学的边界条件。MEDUSA 1 没有考虑空心壳[2]，对于内边界我们简单的定为

$$u(r=0) = 0 \tag{37}$$

以及零热通量。对运动的外边界 $r=R_0$，我们区分为以下4种情况〈2.25〉：

1. $P(R_0)=0$，零热通量；

2. $u(R_0)=0$，$T_i(R_0)=T_i(t)$，$T_e(R_0)=T_e(t)$； (38)

3. $P(R_0)=P(t)$，零热通量；

4. $u(R_0)=u(t)$，零热通量。

情况 1 适用于包含有激光吸收的一般问题，情况 2 适用于研究简化了的热导问题，情况 3 和 4 适用于简化了的流体动力学问题，例如等离子体的压缩和膨胀。用于此程序的 $P(t)$ 等函数的标准表达式在第八节中介绍。

3.4 状态方程

MEDUSA 1 所用的状态方程（8）假定离子是非简并的理想气体性质的〈2.6〉，电子或者是非简并的理想气体，或者是部分或完全简并的理想气体性质。对于离子这仅意味着

$$(C_V)_i=\frac{1}{\gamma_i-1}\frac{k}{m_H M},$$
$$(B_T)_i=0;\qquad (39)$$
$$P_i=\frac{k}{m_H}\frac{1}{M}\rho T_i.$$

如果电子采用非简并气体性质，我们用式（39）。然而，在这样的情况下我们可以模拟简并效应，选择一个产生和在零温度下完全简并气体同样费米压力的初始电子温度 T_e^0，并且改变韧致辐射速率的表达式（24）为〈2.10〉

$$J=-8.5\times10^{-14}n_e\delta T_e^{1/2}\overline{Z^2}M^{-1}(\text{瓦特/公斤}),\qquad (40)$$

其中

$$\delta T_e=T_e-(n_e/n_e^0)^{\gamma_e-1}T_e^0\qquad (41)$$

是与初始绝热的偏离。这样就避免了电子气非物理的冷却至能密度低于费米下限。

而当电子是简并气体性质时，我们引入量

$$\xi=T_e/T_F,\qquad (42)$$

其中

$$kT_F=\frac{h^2}{8M}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3}\left(\frac{Z}{Mm_H}\right)^{2/3}\rho^{2/3}\qquad (43)$$

是费米能量[13]，ξ 度量简并的程度并由文献［1］和［13］给出的费米-狄拉克函数表达式用来求得 P_e、$(C_V)_e$ 和 $(B_T)_e$。对 ξ 的三个范围所用的不同表达式如下：

$$P_e=\frac{k}{m_H}\frac{Z}{M}\rho T_e\begin{cases}\frac{2}{5}\xi^{-1}+\frac{\pi^2}{6}\xi-\frac{\pi^4}{40}\xi^3, & \xi<\xi_{最小},\\ 1+(3\sqrt{2\pi})^{-1}\xi^{-3/2}, & \xi_{最小}\leqslant\xi<\xi_{最大},\\ 1, & \xi_{最大}\leqslant\xi;\end{cases}\qquad (44)$$

$$(C_V)_e=\frac{1}{\gamma_e-1}\frac{k}{m_H}\frac{Z}{M}\begin{cases}\frac{\pi^2}{3}\xi-\frac{\pi^4}{10}\xi^3, & \xi<\xi_{最小},\\ 1-(6\sqrt{2\pi})^{-1}\xi^{-3/2}, & \xi_{最小}\leqslant\xi<\xi_{最大},\\ 1, & \xi_{最大}\leqslant\xi;\end{cases}\qquad (45)$$

$$(B_T)_e=\frac{1}{\gamma_e-1}P_f\rho^{-2}\begin{cases}\frac{2}{3}-\frac{5\pi^2}{18}\xi^2+\frac{\pi^4}{8}\xi^4, & \xi\leqslant\xi_{最小},\\ 5(6\sqrt{2\pi})^{-1}\xi^{-1/2}, & \xi_{最小}\leqslant\xi<\xi_{最大},\\ 0, & \xi_{最大}\leqslant\xi.\end{cases} \quad (46)$$

P_f 是完全简并气体的压力[18]，

$$P_F=\frac{h^2}{20m}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3}\left(\frac{Z}{Mm_H}\right)^{5/3}\rho^{5/3}. \quad (47)$$

4．微元和计算格式

如图 1 所示，区域从固定点 $r=0$ 延伸到运动点 $r=R_0$，分为 N 个微元。

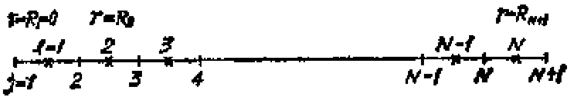


图 1　微元的排布

微元中心标以“×”号，并用 l 表示。微元的边界用 j 表示，可自由运动，从而改变带有质量 dM_l 的该微元体积，所以比容就是

$$V_l=\frac{1}{g}(R^g_{j+1}-R^g_j)\frac{1}{dM_l}. \quad (48)$$

只有当发生热核燃烧时质量 dM_l 才变化。根据（48）式 ρ_l 即可求出。知道了 M 和 Z 后我们可求出数密度〈2.20〉

$$n_i=\frac{\rho}{m_H M},\quad n_e=Zn_i. \quad (49)$$

微元中心的量可由微元边界量简单的平均来求得，反之亦然，例如，

$$R_l=\frac{1}{2}(R_j+R_{j+1}). \quad (50)$$

任何一个量附以上标 n 表示它的值是在

$$t^n=\sum_{i=1}^{n}\Delta t^i$$

时刻，其中 Δt^i 是时间离散系列的第 i 个步长。假定已给出（参看图 2）：

R_j，ρ_l，T_l，f_K　　在 $n-1$ 时刻，

u_j　　在 $n-1/2$ 时刻，

R_j，ρ_l　　在 n 时刻。

其中 T_l 代表 T_i 和 T_e。用第 5 节中详细介绍的时间差分计算格式从上面给出的量求出：

T_l，f_K　　在 n 时刻，

u_j　　在 $n+1/2$ 时刻，

R_j，ρ_l　　在 $n+1$ 时刻，

从而所有的基本量都在时间上推进了一步。我们注意到此格式超前温度一个步长。

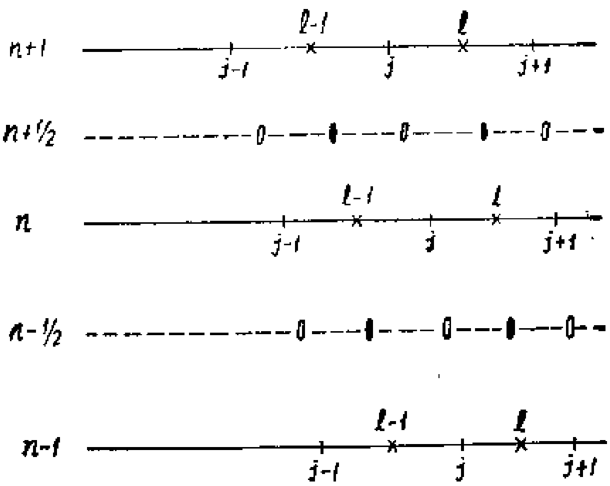


图 2 时间的五个层次（基本量是已知的）

图中记号：| ——R 取值处，× ——ρ、T_i、T_e， 0——u， ▮——q

5. 差 分 格 式

本节介绍如何将离子和电子的方程（9)—(12）以及（34）表示为有限差分形式。我们使用下标 l，j 和上标 n 而为简洁起见省去下标 i 和 e。

5.1 能 量 方 程

首先我们写出方程式（9）

$$C_V^{n-1/2}\frac{T^n-T^{n-1}}{\Delta t^{n-1/2}}+B_T^{n-1/2}\frac{\rho^n-\rho^{n-1}}{\Delta t^{n-1/2}}+P^{n-1/2}\frac{V^n-V^{n-1}}{\Delta t^{n-1/2}}=S^{n-1/2}. \quad (51)$$

式（51）中各量在微元 l 上取值。式（11）和（12）中的量 X_l、Y_l、J_l 和 H_l 是由下式算出 $n-1/2$ 时刻的：

$$X^{n-1/2}=\frac{1}{2}(X^n+X^{n-1}). \quad (52)$$

此法也适用于 C_V，B_T 和 P。

5.2 热 传 导

热导项 H 是

$$H_l^n=(F_{j+1}^n-F_j^n)/dM_l. \quad (53)$$

其中流过微元边界 j 的通量是

$$F_j^n=(R_j^n)^{\delta-1}\kappa_j^n\ \frac{T_l^n-T_{l-1}^n}{R_l^n-R_{l-1}^n}. \quad (54)$$

5.3 热 导 率

热导率 κ_j^n 取 $\frac{1}{2}(\kappa_{l-1}^n+\kappa_l^n)$，而不取 $\kappa_j^n(T_j^n)$，其中 $T_j^n=\frac{1}{2}(T_{l-1}^n+T_l^n)$。分别用式

(28)，(32) 和 (24) 由 ρ_i^n 和 T_i^n 的值求得 X_i^n，Y_i^n，J_i^n。

5.4 能 量 交 换

为了处理很高速率的能量交换，式 (22) 的能量交换项 K 是用不同的方法求的。我们令〈2.11〉

$$\omega^{n-1/2}=\frac{1}{2}(\omega^n+\omega^{n-1}),$$

$$\theta=\frac{1}{\gamma-1}\ \frac{K}{Mm_H}(T_i-T_e), \tag{55}$$

$$\theta^{n-1/2}=\frac{1}{2}(\theta^n+\theta^{n-1}),$$

$$\delta W^{n-1/2}=W_i^{n-1/2}-W_e^{n-1/2}.$$

我们将能量方程 (9) 写成 $C_v\frac{dT}{dt}=W\pm K$ (电子取正，离子取负)，其中 W 项包括有 $B_T\frac{d\rho}{dt}$，$P\frac{dV}{dt}$ 和除去 K 以外的热源项 S，将离子的方程与电子的方程相减。这样就得到 $\frac{d\theta}{dt}=\delta W-\varepsilon K$，$[\varepsilon=1+(C_v)_i/(C_v)_e]$，在有限差分形式下有解：

$$\omega^{n-1/2}\theta^{n-1/2}=\frac{1}{\varepsilon\Delta t^{n-1/2}}\left(\theta^{n-1}-\frac{\delta W^{n-1/2}}{\varepsilon\omega^{n-1/2}}\right)\times$$

$$\times[1-\exp(-\varepsilon\omega^{n-1/2}\Delta t^{n-1/2})]+\frac{1}{\varepsilon}\delta W^{n-1/2}. \tag{56}$$

$\exp(-\varepsilon\omega^{n-1/2}t)$ 是按下式取平均：

$$\frac{1}{\Delta t^{n-1/2}}\int_0^{\Delta t^{n-1/2}}\exp(-\varepsilon\omega^{n-1/2}t)dt=\frac{1-\exp(-\varepsilon\omega^{n-1/2}\Delta t^{n-1/2})}{\varepsilon\omega^{n-1/2}\Delta t^{n-1/2}}, \tag{57}$$

$\delta W^{n-1/2}$ 是

$$\delta W^{n-1/2}=\frac{1}{\Delta t^{n-1/2}}(\theta^n-\theta^{n-1})+\varepsilon\omega^{n-1/2}\theta^{n-1/2}. \tag{58}$$

于是热交换项可以写成〈2.11〉

$$K^{n-1/2}=\omega^{n-1/2}\theta^{n-1/2}. \tag{59}$$

5.5 激 波 加 热

式 (11) 中的激波加热项 Q 写成

$$Q^{n-1/2}=-q^{n-1/2}(V^n-V^{n-1})/\Delta t^{n-1/2}, \tag{60}$$

其中 q 是粘性压力[14]，对微元 l 说它是

$$q_l^{n-1/2}=b^2\rho_l^{n-1/2}(u_{j+1}^{n-1/2}-u_j^{n-1/2})^2, \tag{61}$$

仅在 $u_{j+1}<u_j$ 时才用它。在某些情况下 q 可作修改[8]。

5.6 解　法

归并由于 H 项而产生的 T^n_{l-1}，T^n_l 和 T^n_{l+1} 的系数，式（51）就可写成矩阵方程

$$A^n_l T^n_{l-1} + B^n_l T^n_l + C^n_l T^n_{l+1} = D^n_l + G^{n-1}_l. \tag{62}$$

系数 A、B、C、D 〈2.14〉 是 T^n_l 的函数，由于这个原因，式（62）要迭代解，以得到精确的系数值。系数 G^{n-1}_l 〈2.4〉 包含有全部已知量，它不受迭代的影响。

我们根据电子温度方程写出 A、B、C、D 以及 G 的表达式，但是略去下标 e：

$$A^n_l = -\frac{1}{dM_l}\frac{(R^n_l)^{\varepsilon-1}\kappa^n_l}{R^n_{l+1}-R^n_{l-1}}\Delta t^{n-1/2}, \tag{63}$$

$$C^n_l = -\frac{1}{dM_l}\frac{(R^n_{l+1})^{\varepsilon-1}\kappa^n_{l+1}}{R^n_{l+2}-R^n_l}\Delta t^{n-1/2}, \tag{64}$$

$$B^n_l = \frac{1}{2}[(C_V)^{n-1}_l + (C_V)^n_l] - A^n_l - C^n_l + \frac{P^n_l}{2T^n_l}\left(V^n_l - V^{n-1}_l\right)^{*}, \tag{65}$$

$$\begin{aligned} D^n_l = \frac{1}{2}\{ & (X^n_l + J^n_l + Y^n_l + 2K^{n-1/2}_l)\Delta t^{n-1/2} \\ & -(\rho^n_l - \rho^{n-1}_l)[(B_T)^{n-1}_l + (B_T)^n_l] \\ & -(V^n_l - V^{n-1}_l)(P^{n-1}_l + P^n_l) \\ & + T^{n-1}_l[(C_V)^{n-1}_l + (C_V)^n_l]\}, \end{aligned} \tag{66}$$

$$\begin{aligned} G^{n-1}_l = & \frac{1}{2}\Delta t^{n-12}(X^{n-1}_l + J^{n-1}_l + Y^{n-1}_l) \\ & - C^{n-1}_l(T^{n-1}_{l+1} - T^{n-1}_l) + A^{n-1}_l(T^{n-1}_l - T^{n-1}_{l-1}). \end{aligned} \tag{67}$$

离子温度方程用相似的表达式，其中没有 X 和 J，以 $-K$ 代替 K 并且在式（67）中放进 Q [式(60)]。

对所有 4 种情况的边界条件 [式(38)]，用高斯消去法求解方程(62)。对于情况 1、3 和 4 我们有 $A^n_1 \equiv C^n_N \equiv 0$。对于情况 2 我们令 $A^n_1 \equiv 0$ 并且有 $D^n_N = D^n_N - C^n_N T^n_{N+1}$**，其中 T^n_{N+1} 是加于外边界的温度，即 $T^n_{N+1} = T^n_{N+1}(t)$。仿照文献 [14] 我们令 〈2.15〉

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= C_1/B_1, \\ F_1 &= (D_1 + G_1)/B_1; \end{aligned}\right\} \tag{68}$$

$$\left.\begin{aligned} E_l &= C_l/(B_l - A_l E_{l-1}), \\ & \quad l = 2, \cdots\cdots, N. \\ F_l &= (D_l + G_l - A_l F_{l-1})/(B_l - A_l E_{l-1}). \end{aligned}\right\} \tag{69}$$

温度就可以由下式求出 〈2.15〉

$$T_N = F_N, \tag{70}$$

$$T_l = F_l - E_l T_{l+1},\quad l = N-1,\ N-2,\ \cdots,\ 2,\ 1. \tag{71}$$

由 T^n 和 ρ^n 就能由式（39）和（44）求出相应的压力，则流体动力学压力是 〈2.24〉

$$P^n_l = (P_e + P_i)^n_l. \tag{72}$$

---

* 此式原文有误，现已更正。——译者

** 即在外边界上($l=N$)，为使式（62）满足情况 2 所规定的边界条件，用(66)式求 D^n_N 时所作的修正。——译者

在第 l 个微元上纳维耶尔-斯托克斯方程

$$u_l^{n+1/2}-u_l^{n-1/2}=-(R_l^n)^{g-1}\frac{P_l^n-P_{l-1}^n+q_l^n-q_{l-1}^n}{dM_l}\Delta t^n. \tag{73}$$

其中 q_l 由式（61）给出，并且

$$dM_l=\frac{1}{2}(dM_{l-1}+dM_l).$$

微元边界现在就运动到新的位置〈2.19〉：

$$R_l^{n+1}=R_l^n+u_l^{n+1/2}\Delta t^{n+1/2}. \tag{74}$$

6.步长控制、能量验算

用隐格式解方程（51）保证了数值上稳定的解[14]，选择 Δt 只是为了保证一定的精度。但是，显格式求 u 时［式(73)］，Δt 的值受库兰特（Courant)-弗里德里克斯（Friedrichs)-莱威（Lewy）条件[14] 的限制：

$$\Delta t^{n+1/2}\leqslant a_1\left(\frac{R_{l+1}^n-R_l^n}{C_l^n}\right)_{最小}, \tag{75}$$

其中 C_l^n 是第 l 微元的声速，a 是小于 1 的常数。为了监控 T_i、T_e 和 V 随时间的变化，我们使（2.16）：

$$\Delta t^{n+1/2}\leqslant a_2\left(\frac{V_l^{n+1}-V_l^n}{V_l^{n+1}+V_l^n}\right)_{最小}, \tag{76}$$

对 T_e 和 T_i 也用类似的式子。Δt 自身的变化也进行限制：

$$\Delta t^{n-1/2}/a_0\leqslant\Delta t^{n+1/2}\quad 或\quad \Delta t^{n+1/2}\leqslant a_0\Delta t^{n-1/2} \tag{77}$$

最后，在各个不同时刻 Δt 还受外"力"的限制，这个"力"是激光（功率）或边界的温度、压力或速度。

在选择了满足这些条件〈2.16〉的最小 Δt 之后，迭代 T_i、T_e、u 是否收敛可通过判别式（2.21）来检验：

$$\frac{|{}^mu-{}^{m-1}u|}{|{}^mu+{}^{m-1}u|}=\delta u. \tag{78}$$

在（78）式中 m 和 $m-1$ 分别表示经过第 m 次和第 $m-1$ 次迭代后 $u^{n+1/2}$ 的值。对 δT_i 和 δT_e 有 2 个类似的表达式。如果 δu、δT_i 和 δT_e 的相对偏差低于指定值就认为收敛。否则以 ${}^mu$，${}^mT_i$ 和 ${}^mT_e$ 来代替第 $m-1$ 次迭代后所得到的值进行新的迭代。在每一个时间步长的第一次迭代时，我们假定 $T_i^n=T_i^{n-1}$ 和 $T_e^n=T_e^{n-1}$。

在一个时间步长算好之后就计算 n 时刻有关的能量〈2.22〉。热能是

$$E_{th}^n=\frac{1}{\gamma-1}\sum_l P_l^nV_l^ndM_l. \tag{79}$$

动能是取 $n-1/2$ 时刻和 $n+1/2$ 时刻的平均：

$$E_k^n=\frac{1}{8}\sum_{l或l}(dM_l+dM_{l-1})[(u_l^{n+1/2})^2+(u_l^{n-1/2})^2]. \tag{80}$$

输入的能量与边界条件的选择有关：

情况 1：

$$\frac{dE_{in}^{n}}{dt}=\sum_{i}X_{i}^{n}dM_{i}. \tag{81}$$

情况 2：

$$\frac{dE_{in}^{n}}{dt}=\frac{(R_{N+1}^{n})^{\varepsilon-1}}{R_{N+1}^{n}-R_{N}^{n}}\times\{[\kappa(T_{N+1}-T_{N})]_{i}^{n}+[\kappa(T_{N+1}-T_{N})]_{e}^{n}\}. \tag{82}$$

情况 3：

$$\frac{dE_{in}^{n}}{dt}=\frac{1}{4}(P_{N+1}^{n}+P_{N+1}^{n-1})u_{N+1}^{n-1/2}\times[(R_{N+1}^{n})^{\varepsilon-1}+(R_{N+1}^{n-1})^{\varepsilon-1}]. \tag{83}$$

情况 4：同情况 3，但是 P_{N+1}^{n} 改成

$$P_{N+1}^{n}=P_{N}^{n}+\frac{1}{2}(q_{N}^{n+1/2}+q_{N}^{n-1/2})-\frac{1}{2}dM_{N}\frac{u_{N+1}^{n+1/2}-u_{N+1}^{n-1/2}}{\Delta t^{n}(R_{N+1}^{n})^{\varepsilon-1}}. \tag{84}$$

在 n 时刻的整个能量输入是

$$E_{in}^{n}=E_{in}^{n-1}+\frac{1}{2}\left(\frac{dE_{in}^{n}}{dt}+\frac{dE_{in}^{n-1}}{dt}\right)\Delta t^{n-1/2}, \tag{85}$$

其中 $E_{in}^{0}=E_{k}^{0}+E_{ih}^{0}$。

热核反应所放出的能量是

$$E_{f}^{n}=E_{f}^{n-1}+\frac{1}{2}\Delta t^{n-1/2}\times\sum_{i}[(Y_{i}+Y_{e})_{i}^{n}+(Y_{i}+Y_{e})_{i}^{n-1}]dM_{i}. \tag{86}$$

由中子带走的能量 E_{neu} 用类似的表达式算出。轫致辐射损失是

$$E_{B}^{n}=E_{B}^{n-1}+\frac{1}{2}\Delta t^{n-1/2}\sum_{i}(J_{i}^{n}+J_{i}^{n-1})dM_{i}. \tag{87}$$

能量计算中的误差由下式表示：

$$\Delta E^{n}=E_{K}^{n}+E_{ih}^{n}-E_{in}^{n}-E_{f}^{n}-E_{B}^{n}. \tag{88}$$

ΔE 表示由于使用有限差分格式所引起的截断误差。最后为与"劳逊判据"相比较计算

$$\overline{\rho r}=\frac{\int_{0}^{R_{0}}\rho r\rho r^{\varepsilon-1}dr}{\int_{0}^{R_{0}}\rho r^{\varepsilon-1}dr}.$$

$\overline{\rho r}$的值与 $\overline{n_{i}\tau}$ 成正比[2]，其中 τ 是等离子体的约束时间。我们用下式计算$\overline{\rho r}$：

$$(\rho R)^{n}=\frac{\sum_{i=1}\rho_{i}^{n}R_{i}^{n}\delta M_{i}}{\sum_{i=1}^{N}\delta M_{i}}, \tag{89}$$

其中 R_{i}^{n} 由式（50）给出。

7. MEDUSA计算流程图*

下图（图3）中各方框内的数码字同本文以及文献[8]中各方程式叙述部分的尖括号内的编号是一致的；利用计算流程图搞清楚整个编码的结构是容易的。为方便起见，各编号所代表的子程序在此汇总列出：

〈2.1〉 开始计算；
〈2.2〉 步长控制；
〈2.3〉 计算激光输入；
〈2.4〉 计算（$n-1$）时刻能量方程中各项；
〈2.5〉 用（$n-1$）时刻的量代替 n 时刻的量进入迭代；
〈2.6〉 离子状态方程；
〈2.7〉 电子状态方程；
〈2.8〉 算 Coulomb 对数；
〈2.9〉 算激光吸收；
〈2.10〉 算韧致辐射损失速率；
〈2.11〉 算电子-离子能量交换速率；
〈2.12〉 热核反应计算；
〈2.13〉 计算热传导；
〈2.14〉 计算 A、B、C、D；
〈2.15〉 高斯消去法解温度方程；
〈2.16〉 计算对时间步长的最大限制；
〈2.17〉 计算流体动力学速度；
〈2.18〉 人为粘性压力计算；
〈2.19〉 求新的拉格朗日坐标；
〈2.20〉 计算比容和密度；
〈2.21〉 检验 T_i、T_e 和 u 的收敛情况；
〈2.22〉 计算动能、热能、能量输入和增益；
〈2.23〉 重排时间层次；
〈2.24〉 流体动力学压力计算；
〈2.25〉 代入边界值，检验现时刻系统的状态；
〈2.26〉 检验现时刻系统的状态；
〈2.27〉 如果中断就重算；
〈2.28〉 计算烧去的氘、氚。
B 判别：是否不满足判据要求而需要中断？
N 判别：迭代次数是否已达规定值？

---

* 原文第七节、第八节以及第九节中，除程序的流程图外，其余部分价值不大，故从译文中删除，只将与流程图有关部分整理出，成为第七节。——译者

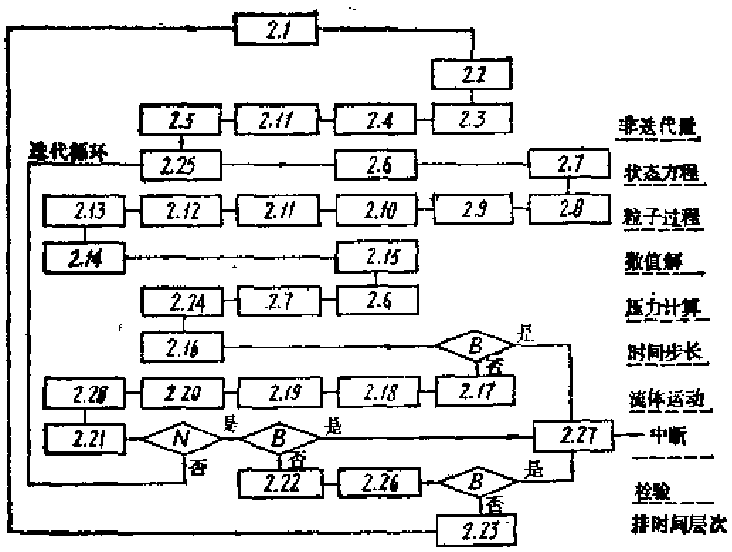


图3　MEDUSA计算流程图

参　考　文　献

[1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman, Nature (London) 239 (1972) 139.

[2] J. S. Clarke, H. N. Fisher and R. J. Mason, Phys. Rev. Lett., 30 (1973) 89.

[3] J. B. Tayler, Physics Bull., 23 (1972) 715.

[4] R. E. Kidder, W. S. Barnes, UCRL-50583.

[5] K. Beyer, paper present at the 1972 APS meeting in Monterey, Calif.

[6] J. P. Christiansen and K. V. Roberts, Comput. Phys. Commun. 7 (1974) 245.

[7] K. V. Roberts, Comput. Phys. Commun. 7 (1974) 237.

[8] J. P. Christiansen, D. E. T. F. Ashby and K. V. Roberts, Culham Laboratory Report CLM-R130, available from HMSO.

[9] L. Spitzer, Physics of fully ionized gases, 2nd ed. (Interscience Publishers, 1965).

[10] D. J. Rose and M. Clarke, Plasma and Controlled Fusion (John Wiley and Sons Inc. 1961).

[11] R. E. Kidder, Interaction of Intense Photon and Electron Beams with Plasmas, Proc. of the Internat. School of Physics "Enrico Fermi", Course XL VIII (Academic Press, 1971).

[12] S. Glasstone and R. H. Lovberg, Controlled Thermonuclear Reactions (D. van Nostrand Company Inc., 1960).

[13] D. D. Clayton, Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis (McGraw-Hill, 1968).

[14] R. D. Richtmeyer and K. W. Morton, Difference Methods for Initial-value Problems, 2nd Ed. (Interscience Publishers, 1967).

[15] H. Salzman, Phys. Rev. Lett., 41A (1972) 363.

[殷光裕译自《Comput. Phys. Commun》, 7, 271—287 (1974), 潘仲雄校]

激光压缩热核反应中热化耦合与电动力学耦合的区别

霍拉 (Heinrich Hora)

(澳大利亚新南威尔士大学)

在对等离子体进行激光气体动力学压缩以实现放热核反应的过程中，为达到充分的热化合，激光的强度不可超过一定的限度。本文推导了这一限制的判据，指出 Nuckolls (1974) 和 Brueckner (1974) 发表的有关这种耦合过程的例子接近这一阈值，不需要作重大的改变。除 Afanasyev 等人的长脉冲方案之外，另外还有一种方法，这方法是采用极短和极高强度的激光脉冲，从而避免了热化，但由于光学爆发的非线性有质动力而产生了快速聚爆的冷而稠密的等离子体壳层。本文推导了这种电动力学耦合的必要和充分条件，并且对普遍的非线性力方程积分，以便推导出离子的能量以及离子能量精确地随离子电荷的线性增长。然后对表明非线性有质动力占优势的实验进行了分析。用这些推导出的判据来说明非线性力压缩的例子，它取得的核反应效率是气动情况的 1000 倍。

1. 引 言

为了获得放热核反应所要求的压缩和加热，需要把激光能量转变为等离子体的运动。如果耦合是基于热化过程，这种转变就要求对所需的强激光辐照加以限制。但是，尽管辐照要受这些限制，大量的研究 (Brueckner 1974; Kidder 1974; Nucklls 1974; Bethe 和 Kidder 1975) 仍然得出了一些有希望的结果，说明了依靠热化和气动力学过程实现动力反应堆的可能性。但是，在较高强度的激光的辐照下，有可能用另一种方法将激光辐射转变成机械能，也就是说，通过如 Hora (1969*a*, 1969*b*) 所指出的一种电动力学耦合，它依靠等离子体的光学 (介电) 特性和有质动力的非线性电动力学部分。利用产生这种机制的高强度激光，用简单的短激光脉冲就能获得高得多的核反应效率，这已由Hora(1975*a*) 的半解析模型所表述，并由 Hora 等人 (1974) 通过详细的数值计算所证明。

只要考虑到在高强度激光辐照下电子碰撞时间按非线性方式迅速增长，激光和等离子体热化相互作用所要求的限制就很容易理解。但是，如果碰撞时间超过动力学相互作用时间，热动力压缩就没有意义，在采用 Guderley (1942) 的产生一系列激波的方法时，相互作用时间必须非常短。当另外采用 Afanasyev 等人的完全不同的使用长激光脉冲的气体动力学方案时，则不必作上面那种考虑。但是，气体动力学概念性的一个问题是激波会

产生出熵来。如果采用 Hora (1975a, 1975b) 的光学方案，这问题在原则上可以完全避免，这一点已由 Hughes (1975a, 1975b) 讨论过。

本文的组成如下：我们改写出非热化光学相互作用（有质动力的非线性电动力学部分）相对于热动力占优势的判据。然后导出在气动力学压缩方案中限制激光辐照的上升时间或脉冲宽度的解析判据。就已发表的气动力学压缩实例考虑了这一判据。在 W·K·I 近似的基础上，运动方程的精确积分是可能的。得到的结果表明离子能量随离子电荷数 Z 线性增长，因介电特性而变大的电子振荡能量 Z 倍地转换成离子平移能量*。在导出这些判据的基础上，再进一步讨论表明非线性力占优势的实验。最后讨论在热核反应研究中应用非线性力进行等离子体的消融和压缩的某些结果，以便沿着 Bethe 和 Kidder (1975) 所提出的线索去发展一种更好的压缩方法。

2. 介电非线性力

按有质动力的一般表达式，等离子体中的力强度 $\mathbf{f}$ 表示为

$$\mathbf{f}=-\nabla p+\nabla\cdot\left(\mathbf{U}+\frac{|\tilde{n}|^2-1}{4\pi}\mathbf{E}\mathbf{E}\right)-\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathbf{E}\times\mathbf{H}}{4\pi c}\right). \tag{1}$$

在这个由 Landau 和 Lifshitz (1966) 下的定义中，$\mathbf{f}$ 包括气动或热动力部分 $\mathbf{f}_{th}=-\nabla p$ 以及电动力部分 $\mathbf{f}_{NL}$；前者是压力 $p=nkT$ 所产生的(其中 n 是粒子的密度，k 是 Boltzmann 常数，T 是温度)，后者由包含有电场和磁场的强度 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$、Maxwell 应力张量 $\mathbf{U}$、真空光速 c 和复折射率 $\tilde{n}$ 的项组成。因此，有质动力的电动力学部分仅仅由具有 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的二元积的项组成，如果这两者都是频率为 ω 的高频振荡（例如为激光频率），那么结果的表达式就包含有频率为 2ω 的振荡。于是，有质动力的电动力学部分本质上是非线性的，可以称之为非线性力 $\mathbf{f}_{NL}$。

在本文的分析中，感兴趣的是非线性力，因为由于等离子体的介电特性，这种力引起了激光所辐照的等离子体的纯粹运动。这样的非线性介电力主要由等离子体的折射率 $\tilde{n}$ 决定，

$$\tilde{n}^2=1-\{\omega_p^2/(\omega^2+\nu^2)\}\{1+i\nu/\omega\}\ , \tag{2}$$

其中，非相对论性的等离子体频率 ω_p 是

$$\omega_p^2=4\pi e^2n_e/m, \tag{3}$$

这里 e 是电子电荷，n_e 是电子密度，m 是电子质量。碰撞频率 ν 是

$$\nu=\frac{8.64\times10^{-7}}{Y_E(Z)}\quad\frac{Zn_e}{T^{3/2}}\ln\Lambda, \tag{4a}$$

其中

$$\Lambda=1.55\times10^{11}\frac{T^{3/2}}{n_e^{1/2}}. \tag{4b}$$

电子的总能量 kT 由两部分组成：一个分量是 kT_{th}，源自无规运动，另一个分量是 ε_{osc}^{*}，

---

* 参见33式。——译者

源自激光驱动的相干振荡；也就是说：

$$T = T_{th} + \varepsilon^{*}_{osc}/k. \tag{5}$$

这里

$$\varepsilon^{*}_{osc} = E^2_V/8\pi n_{ec}|\tilde{n}|, \tag{6}$$

其中 E_V 是真空中激光辐射的电场强度 E 的幅度，一个小的吸收修正被忽略了，电子截止密度 n_{ec} 是使式(3)中 $\omega_p = \omega$ 的密度。在高强度激光辐照下的相对论性处理已由 Hora (1975c) 连同激光束在等离子体中的相对论性自聚焦一道加以考虑。当式 (5) 中 T 由 T_{th} 决定时，在关于电子碰撞的方程 (4a) 中 Spitzer (1956) 的修正因子 $\gamma_E(Z)$ 起作用，它的值视离子电荷数 Z 的大小在 0.5 至 1.0 之间缓慢变化。

先前已由 Hora(1975b) 限于在非色散的媒质中讨论过式 (1) 的问题。(在其它种类的限制时) 介电的非线性力的方程可以从双流体模型 (Hora 1969a) 以及从激光场中电子运动的单粒子模型 (Hora 1971) 推导出，这些事实证实了式 (1) 对于等离子体的更普遍的适用性。非线性力描述可以用于下列情况：由于稳态磁场而在等离子体中直接产生补尝气动压力；在激光等离子体中自发产生的磁场的形成 (Stamper 和 Tidman 1973；Stamper 1975)；激光等离子体产生的各种不稳定性的普遍机制 (Chen 1972, 1974)；确定激光辐照度 (能通量密度) 的类共振局域增长 (Hora 1970) 和共振吸收 (White 和 Chen 1974)；处理等离子体中电磁波的受激 Compton 散射 (Yu 等1974；Lin 和 Dawson 1975) 和 Brillouin 散射 (Palmer 1971)；讨论拨通过程 (Klima 和 Petrzilka 1972) 和在激光辐照的等离子体中计入纯粹运动时的动量输运 (Lindl 和 Kaw 1971；Hora 1974)。

当激光辐射垂直入射 (X方向) 到不均匀的分层等离子体上时，式 (1) 可以简化。如 Hora (1969a) 所讨论的，忽略(Poynting) 矢量之后，在快速振荡的时间里非线性力的平均值是

$$\langle \mathbf{f}_{NL} \rangle = -\frac{1}{8}\mathbf{i}_x \partial \langle (E^2_y + E^2_x) \rangle / \partial x \tag{7}$$

其中我们假定光是线偏振的，E 平行于 y 方向。现在，对于 $\nu \ll \omega$ 的情况，缓慢变化的光场可以精确地表示为

$$\begin{aligned} E^2_y &= E^2_V/2|\tilde{n}| \\ H^2_z &= |\tilde{n}|^2 E^2_y = E^2_V|\tilde{n}|/2, \end{aligned} \tag{8}$$

这里是按 W.K.B 近似或者(当 W.K.B 近似不适用时)具有特殊折射率分布的 Rayleigh 情况：

$$\tilde{n} = (1 + \alpha x)^{-1}, \tag{9}$$

其中 $\alpha \approx$ 常数，于是，根据式 (7) 和 (8) 就有

$$\langle \mathbf{f}_{NL} \rangle = -\mathbf{i}_x \frac{E^2_v}{16\pi} \frac{\omega^2_p}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{|\tilde{n}|}\right). \tag{10}$$

由折射率的定义 (2) 和 (8)，并且因为 $\mathbf{E} = \mathbf{i}_y E_y$，我们就得到

$$\langle \mathbf{f}_{NL} \rangle = \frac{1}{8}\pi^{-1}(|\tilde{n}|^2 - 1)\ \nabla \mathbf{E}^2, \tag{11}$$

这结果是 Shearer 和 Eddleman (1973) 或 Stamper(1975) 等人所采用的。它也能用定义

（8）直接从（7）式得到：

$$
\begin{aligned}
\langle \mathbf{f}_{NL} \rangle &= -\frac{1}{8}\pi^{-1}\mathbf{i}_x \frac{\partial}{\partial x}\left| E_v^2(1+|\tilde{n}|^2) \right| \\
&= -\frac{1}{8}\pi^{-1}\mathbf{i}_x (1+|\tilde{n}|^2)\,\partial E_v^2/\partial x - \frac{1}{8}\pi^{-1}\mathbf{i}_x E_v^2 2|\tilde{n}|\partial|\tilde{n}|/\partial x \\
&= -\frac{1}{8}\pi^{-1}\mathbf{i}_x(1-|\tilde{n}|^2)\partial E_v^2/\partial x - \frac{1}{8}\pi^{-1}\mathbf{i}_x \ \{2|\tilde{n}|^2\partial E_v^2/\partial x + 2|\tilde{n}|E_v^2\partial|\tilde{n}|/\partial x\} .
\end{aligned}
$$

这一表示式的第二项是零，因为它含有因子$\frac{\partial}{\partial x}(E_v^2|\tilde{n}|)$，而$E_v^2|\tilde{n}| = \frac{1}{2}E_v^2$又是常数。

3．非线性力占优势

Hora(1969a) 研究了非线性力 f_{NL} 超过热动力 f_{th} 的条件。在式（1）中使气动压力和电动力学压力相同时就直接得到这一条件。如果 Poynting 矢量可以忽略不计，对于平面的等离子体结构和垂直入射的辐射，由式（1）就得到

$$nkT_{th} \leqslant (E^2+H^2)/8\pi - (E_v^2+H_v^2)/16\pi. \tag{12}$$

在非常稀薄的等离子体中，对于与时间无关的辐射，有 $\langle f_{NL}\rangle = 0$，根据这一点可知上式的最末一项是积分常数。在足够高的辐照强度下，这一修正可以忽略，由此我们得到 Marhic（1975）以及 Wong 和 Stenzel（1975）所采用的判据。当用电子温度的表达式（5）的温度 T 来计算折射率 $\tilde{n}$ 时，对于接近截止密度的地方我们有：

如果 $I \gtrsim CT_{th}^{1/4}$ 且 $n_e \lesssim n_{ec}$，

则有 $f_{NL} > f_{th}$， (13)

其中 I 是辐照强度，以瓦·厘米$^{-2}$表示，T_{th} 以电子伏表示，对钕玻璃激光和 CO_2 激光来说，常数 C 分别为 $C = 7.5\times10^{13}$ 或 2.37×10^{11} 瓦·厘米$^{-2}$·电子伏$^{-1/4}$。这一公式是近似的，但是考虑了平均吸收总量的数值迭代运算所得到的值与这些值很接近（Hora 1970）。

对于有一定密度分布的稳态等离子体，Mulser 和 Green（1972）所作的数值计算已证明，就比较稠密的等离子体层的纯粹加速而言，非线性力超过了热动力，甚至在激光辐照强度 I 只略微超过阈值（13）式时也如此，情况如 Hora 的论述（1972）中图 5 所示。但是，Mulser 和 Green（1972）定性地指出，按刚好超过此阈值的普遍动力学描述，所构成的情况非线性力不是明显地占优势。这样的临界情况（如果正确）可作为例子，用以说明式（13）仅仅是非线性力占优势的必要条件，而不是充分条件。在另一方面，当用超过阈值 10—100 倍的激光辐照时（也就是说：钕玻璃激光要超过 10^{16} 瓦·厘米$^{-2}$），Shearer 等人（1970）检测到显著的非线性力作用，而 Hora 发现激光脉冲能量有 23% 转换成厚（20 个波长）的冷等离子体层运动的动能。Cooper（1973）用解析模型计算了能量向激波的类似转换，但只研究了薄层的情况。但是，比能量向过分薄层的输运更为严重的问题是激波会产生过多的熵。如 Nuckolls（1974）和 Kidder（1974）所强调的，等离子体的压缩必须在熵产量最小的条件下进行，在气体动力学的情况下，这是通过复杂成形的激光脉冲来达到的。另一方面，在用非线性力压缩的情况下，Hora（1975a）已经证明，有可

能形成快速爆聚的厚而冷的等离子体壳，它的速度和密度分布可设计成这样：在崩溃时刻能达到理想的等熵压缩。举例来说，从高斯形的密度分布，恒定的温度和线性分布的压缩速度开始，便能作到这一点。Goldman（1974）讨论了偏离这些条件的数值例子，并且证明了因偏离理想条件而必然产生的激波的不良影响。

显然，对于冷等离子体（$T_{th} \ll \varepsilon^{e}_{osc}/k$），如果脉冲宽度 τ_L（表示相互作用的持续时间）比电子的热化碰撞时间短，我们就能用公式给出非线性力占优势的充分条件。因此，对于 $f_{NL} > f_{th}$ 和 $n_e \lesssim n_{ec}$，充分条件为

$$I \gtrsim CT^{1/4}_{th} \tag{14a}$$

$$n_e < \frac{1}{2} n_{ec} \text{时} \quad \tau_L \ll \tau_{col} = 1/\nu, \tag{14b}$$

$$T_{th} \ll \varepsilon^{e}_{osc}/k. \tag{14c}$$

还没有找到必要和充分条件，因为需要有一种 $\tau_L > \tau_{col}$ 的等离子体动力学情况，而这是适合于最一般场合的。

用式（4）和（14c）计算条件（14b）得到

$$\tau_{col} = 1.23 \times 10^{18} I_V^{3/2} / (|\tilde{n}|^{3/2} n_{ec}^{3} n_e \ln \Lambda), \tag{15}$$

其中 I_V 表示真空中的激光强度，以瓦·厘米$^{-2}$表示，实际电子密度 n_e（选择的原则是使相互作用的上界在 $n_e = \frac{1}{2} n_{ec}$ 处，此时有 $|\tilde{n}| \approx 1$）和截止电子密度 n_{ec} 都用厘米$^{-3}$表示。图1画出了在七种不同激光器辐照下式（15）的图解。

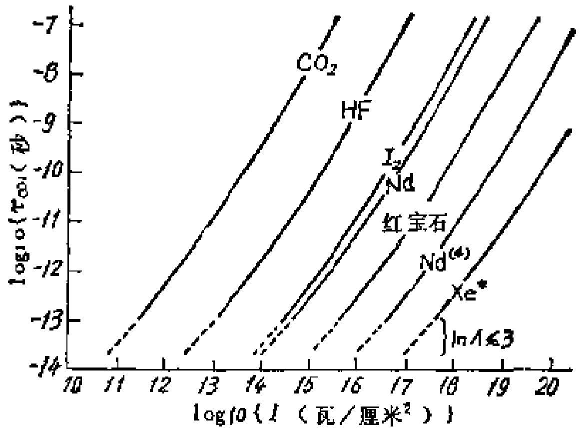


图1　由电子碰撞时间 τ_{col} 表示式（15）表示的最小热化时间与各类激光器辐照强度的函数关系（$\varepsilon^{e}_{osc} \gg kT_{th}$；$|\tilde{n}| = 1$；$n_e < \frac{1}{2} n_{ec}$）

n_{ec} 的值以厘米$^{-3}$表示，分别为：CO_2，10^{19}；HF，8.6×10^{19}；I_2，6.6×10^{20}；Nd—玻璃，10^{21}；红宝石，2.3×10^{21}；Nd—玻璃的四次谐波，1.6×10^{22}；Xe*，3.7×10^{22}。

4. 气动压缩所要求的最短激光上升时间

可以认为电子碰撞时间是热化的最小时间。如果用激光来产生气体动力学消融和压缩过程（例如 Nuckolls 1974；Brueckner 1974），其脉冲宽度必须比 τ_{col} 长。在另一方面，

此脉冲必须在时间上成形，以便在非常短的时间里放出脉冲能量的大部分。在下面的讨论中，我们在高强度辐照的非线性条件下使用 Coulomb 碰撞表达式（15）。考虑了不稳定性的这一表达式的修正（Chen 1974；Lin 和 Dawson 1975）得出不同的有效碰撞时间。这情况不在此考虑。

为简单起见，我们假定辐射和等离子体热化相互作用所产生的机械功率脉冲 I_{th} 为

$$I_{th}=I_0\sin^2(\pi t/\tau_0),\quad 0\leqslant t\leqslant\tau_0, \tag{16}$$

其中 τ_0 是脉冲的宽度*。当推广到更为复杂的脉冲形状时，下面的结果不用作原则上的变动。此时激光脉冲必须提前一段时间到达（参看图2），这提前量取决于激光强度并且可视为与碰撞时间 τ_{col} 相同。这一点与 Brueckner（1974）在他的计算机工作中所注意到的相类似，在那里为了让等离子体吸收，ε^{*}_{osc} 必须小于 1 千电子伏。因此，很短的激光脉冲在等离子体中的行为类似于透明的玻璃中的光束，并不产生热化耦合或显著的热化能量转移（非热化的非线性力机理除外）。由倾斜角 α 和 α'（参看图 2）之间的关系可求出激光脉冲的最大可能增长。这就是对应于 $\alpha'=\frac{1}{2}\pi$ 的瞬时增长，相应的最高可能增长 I_{th}，它限制着气动压缩模型。

定量地讲，脉冲形状（16）式的最大增长由下式取极值得出：

$$\frac{\partial}{\partial t}I_{th}=(I_0\pi/\tau_0)\sin(2\pi t/\tau_0), \tag{17}$$

当 $t=\frac{1}{4}\tau_0$ 时有

$$\left.\frac{\partial}{\partial t}I_{th}\right|_{最大}=I_0\pi/\tau_0. \tag{18}$$

令（激光提前时间）$\theta=\tau_{col}$，由（15）式我们有：

$$\theta=1.23\times10^{18}I_V^{3/2}/(|\tilde{n}|^{3/2}n_{ec}^{3/2}n_e\ln\Lambda), \tag{19}$$

根据图 2，显然 $I_V=I_0$。由图 2 所示的图形关系，对于 $\alpha'\leqslant\frac{1}{2}\pi$ 我们有

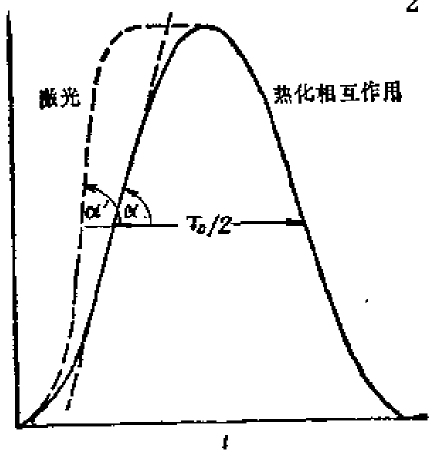


图 2　本图表明，为了激发气动消融——压缩过程，激光脉冲（虚线）应该超前热化相互作用（实线）脉冲，提前时间 θ（可以认为就是式（15）的 τ_{col}）与辐照强度有关。当 $\alpha'=\frac{\pi}{2}$ 时，达到热化的极限。

* 原文是半宽度，显然与（16）式不符。——译者

$$\frac{\partial I_{\omega}}{\partial t} \leqslant \left(\frac{\partial \theta}{\partial I_V}\right)^{-1}. \tag{20}$$

利用式（18）、（19）和不等式（20），我们得到

$$I_0/\tau_0 \leqslant |\tilde{n}|^{3/2} n_{ec}^{3/2} n_e \ln(\Lambda) / \left(\frac{3}{2}\pi \times 1.23 \times 10^{-8} I_V^{1/2}\right), \tag{21}$$

再次利用 I_0 和 I_V 相同，气动压缩所受的限制就变成

$$I_V^{3/2}/\tau_0 \leqslant 1.72 \times 10^{-19} n_e n_{ec}^{3/2} |\tilde{n}|^{3/2} \ln\Lambda, \tag{22}$$

其中 I_V, n_e 和 n_{ec} 的单位和上一节相同，而 τ_0 的单位是秒。

现在来同 Nuckolls（1974）和 Brueckner(1974) 的计算结果比较一下。他们考虑用钕玻璃激光器发出的总能量为 54 千焦耳、最大功率为 10^{15} 瓦的脉冲作用于半径 $r_0 = 400$ 微米的一个球，其 $I_V = 5 \times 10^{16}$ 瓦·厘米$^{-2}$，$\tau_0 \approx 100$ 微微秒（有时候是 60 微微秒）。根据不等式（22)，在 $|\tilde{n}| = 1$（也就是 $n_e = \frac{1}{2} n_{ec}$）时，$\ln\Lambda = 8.1$（取 $I = 10^{16}$ 瓦·厘米$^{-2}$)，有

$$I_V^{3/2}/\tau_0 \leqslant 2.1 \times 10^{34}. \tag{23}$$

这样，当 $\tau_0 = 100$ 微微秒时，I_V 必须小于 1.7×10^{16} 瓦·厘米$^{-2}$。Nuckolls（1974）所作的计算超过了限制（23），这意味着可能要对聚变增益、激光脉冲形状和其它参量作修正。在他的后一个例子中，最后的强脉冲采用较短的波长〔它使不等式（22）中有较高的 n_{ec} 值〕，从而缓和了这种情况。但是该情况仍然很接近此极限。而在 Brueckner和 Jorna（1974）的例子中，$r_0 = 500$ 微米，$\tau_0 = 106$ 微微秒，最高功率是 4×10^{14} 瓦，他们的 $I_0 = 10^{16}$ 瓦·厘米$^{-2}$ 也很接近（22）式的限制。

按照较为完善的观点，我们可以认为，在远短于 τ_{ei} 的时间里，至少有不为零的几率发生能量转换。但是在上面的比较中，我们已经假定了 $|\tilde{n}| = 1$，这是有利于气动压缩的。如果按真实情况，$|\tilde{n}| \lesssim 10^{-1}$，那么目前这些详细的计算机计算所奠定的全部过程可能就需要修正——或者用完全不同的压缩过程来代替，这时将采用非线性力（如 Hora1975b 所介绍的），或者采用 Afanasyev 等人（1975）的长脉冲过程。

5. 非线性力方程的积分

在一些实验中，非线性力占优势，并且所用的脉冲宽度是非热化耦合所要求的（即不满足等离子体气动压缩的条件），为了讨论这些实验情况，我们先对非线性力方程进行精确的积分。如第二节所指出的，在辐射垂入射到分层等离子体的情况下，非线性力占优势的运动方程

$$f_{NL} = m_i n_i \frac{dv_i}{dt} = -\frac{E_V^2}{16\pi}\frac{n_e}{n_{ec}}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{|\tilde{n}|}\right), \tag{24}$$

并不限于 W.K.B 近似,至少还适用于 Rayleigh 情况。Lindl 和 Kaw (1971)超出 W.K.B限止讨论了 Airy 情况。

回想一下落体以加速度 dv_i/dt 移动过距离 Δx 后得到速度 v_0 是

$$v_0=\left\{2\,(dv_i/dt)\Delta x\right\}^{\frac{1}{2}},\tag{25}$$

对于变化的加速度，速度平方的微小增量是：

$$\delta v_0^2=2(dv_i/dt)\Delta x_{\circ}\tag{26}$$

由于（24）式的力所引起的离子动能增加就是（这里取 $n_e=Zn_i$，并且取消无碰撞情况的限制 $\nu\ll w$）

$$d\left(\frac{1}{2}m_iv_i^2\right)=m_i\frac{dv_i}{dt}dx=\left|\frac{E_V^2}{16\pi}\frac{Z}{n_{e_c}}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\exp(-\bar{k}x)}{|\tilde{n}|}\right)\right|dx_{\circ}\tag{27}$$

式中 $\bar{k}$ 是自真空中的一点至所考虑的点 x 之间等离子体的平均吸收常数。离子能量的精确积分便是

$$\frac{1}{2}m_iv_i^2=\frac{E_V^2}{16\pi}\frac{Z}{n_{e_c}}\int_{x_1}^{x_2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\exp(-\bar{k}x)}{|\tilde{n}|}\right)dx\tag{28}$$

$$=\frac{E_V^2}{16\pi}\frac{Z}{n_{e_c}}\left(\frac{\exp(-\bar{k}x_2)}{|\tilde{n}(x_2)|}-\frac{\exp(-kx_1)}{|\tilde{n}(x_1)|}\right)\ .$$

积分是在 x_1和x_2 之间进行的，x_1 是真空中的一点（$|\tilde{n}|=1$；$\bar{k}=0$），x_2 是等离子体中折射率 $|\tilde{n}|$ 最小的一点，同时按照 Hora（1975*b*）和 Marhic（1975）的数值计算，取 $\bar{k}\ll1$。于是，在力 f_{NL} 作用下，消融离子朝着电子密度减小方向平动所获得的最大能量 $\varepsilon_{trans}^{i,abl}$ 是

$$\varepsilon_{trans}^{i,abl}=\frac{E_V^2}{16\pi}\frac{Z}{n_{e_c}}\left(\frac{1}{|\tilde{n}|_{最小}}-1\right)^{*}.\tag{29}$$

向内压缩等离子体的离子能量 $\varepsilon_{trans}^{i,compr}$ 是（先选取合适的符号，其过程与处理（26）式时相同）

$$\varepsilon_{trans}^{i,compr}=\frac{E_V^2}{16\pi}\frac{Z}{n_{e_c}}\left(\frac{1}{|\tilde{n}|_{最小}}\right)^{*},\tag{30}$$

这里（28）式的积分限就是 $|\tilde{n}|_{最小}$ 处（$\bar{k}\ll1$）和过密等离子体内部 $\bar{k}\gg1/x$ 但 $|\tilde{n}|$ 不为零的位置。对于激光同具有最大密度值接近 n_{ec} 的无碰撞等离子体相互作用来说，条件 $\bar{k}\gg1/x$ 也成立。与激光束方向平行的等离子体加速作用对应于 $\bar{k}\gg1/x$ 的（宏观动力学）非线性力。

考虑到等离子体内的电子在激光场中振动的平均动能 ε_{osc}^e 是

$$\varepsilon_{osc}^e=E_V^2\exp(-\bar{k}x)/16\pi n_{ec}|\tilde{n}|,\tag{31}$$

式（29）和（30）就很容易解释。我们再次假定在 $1/|\tilde{n}|$ 极大时 $\bar{k}\ll1$ 成立，但是在非 WKB 情况考虑一个阻尼机制，如 Hora（1970）所指出的那样，它阻止 $1/|\tilde{n}|$ 的类共振增长达到不现实的高值。这就是说，消融离子的最大能量

$$\varepsilon_{trans}^{i,abl}=Z\left\{(\varepsilon_{osc}^e)_{最大}-(\varepsilon_{osc}^e)_{v}\right\}\tag{32}$$

是电子在等离子体中与在真空中的最大振荡能量的差值的 Z 倍。当振荡能量的增长为真空值的 $1/|\tilde{n}|\gtrsim100$ 倍时，我们可以忽略（32）式中的第二项。这一项代表真空中的辐射压

---

* 原文此式中折射率取 $|\tilde{n}|_{最大}$ 系 $|\tilde{n}|_{最小}$ 之误。——译者

力，根据式（30）和（31），它就是等离子体压缩和消融能量之差，即

$$\varepsilon^{ion}_{trans} = Z(\varepsilon^{e}_{osc})_{max}. \tag{33}$$

非线性力加速等离子体的机制是一种颤动着的电子集合，它们或是朝着低密度方向运动（主要是无碰撞等离子体表面），或者对被辐照的无碰撞等离子体背面来说是朝着等离子体内部强烈吸收部位运动。等离子体的纯粹运动系所有的离子对所有的电子的静电拖曳所致。这一过程与 Morse 和 Nielson（1970）的不同，在他们的过程中，在截止密度附近激光辐射所产生的少量快电子朝着等离子体内部运动，它们的空间电荷由反向流动的慢电子补偿。McCall 等人（1973）所叙述的静电加速机制或者是 Hora（1969a，1969b）所描述的那种非线性力对电子的作用，或者是一种类似倾斜入射的机制（Chen1974；Hora 1974a）。但是，这种在等离子体的 Debye 鞘中电子增多的静电机制只能解释极少量的加速离子——在通常条件下每次激光脉冲少于 10^{13} 个。

6. 实验讨论

虽然几年来各种类型的实验已说明了非线性力的存在，但它的作用的特性是在最近才得到清楚的证实。较早的实验是测量激光等离子体中自聚焦通道的直径（Alcock1972），自聚焦的阈值与 Hora（1969a，1969b）的理论精确符合。在光束中心等离子体被完全抽空的现象（空洞）已由 M.C.Richardson 作了极为可靠的测量，并由 Alcock（1972）作了评论。Marhic（1975）非常直接地测量了非线性力所产生的等离子体分布和非线性加速所导致的抽空区域（空洞）。

满足了充分条件（14）并且超过气动压缩条件（22）的出色的例子是 Ehler（1975）作的实验，他用持续时间 1 毫微秒、辐照强度 2×10^{14} 瓦·厘米$^{-2}$的 CO_2 激光辐照聚乙烯和铝，产生了大约有 2 兆电子伏能量的 11 次电离的铝离子。此结果与 Hughes 和 Luther-Davies（1976）的一些初步测量相符合，他们用脉宽 10 微微秒、强度 10^{16} 瓦·厘米$^{-2}$的 Nd-玻璃激光辐照钨，产生了 3 兆电伏能量的高度带电离子。（32）式所预示的离子能量随离子电荷数 Z 的线性增长在图 3 中根据 Ehler（1975）的实验重画了出来。

非线性力起主要作用的充分条件（14）显然已得到满足：（1）在 $T_{th}<100$ 电子伏时强度 $I=2\times10^{14}$ 瓦·厘米$^{-2}$超过了（14a）。（2）"无规"温度 T_{th} 可以取得很低，因为电子在强度为 2×10^{14} 瓦·厘米$^{-2}$ 的 CO_2 激光场中的 τ_{eat} 是 0.92 毫微秒（式 15）。(3) 在 $|\tilde{n}|\approx1$ 的低密度区域，电子振荡的平均动能（式 31）是 $\varepsilon^{e}_{osc}=1.1$ 千电子伏，这就超过了 T_{th}。而且，对于 CO_2 激光辐射的热化相互作用阈值是

$$I_{v}^{3/2}/\tau_0\leqslant2.1\times10^{29},$$

当 $\tau_0=10^{-9}$ 秒时

$$I_v\leqslant4.6\times10^{13}\ 瓦·厘米^{-2}, \tag{34}$$

这表明，甚至在 $|\tilde{n}|=1$ 的低密度区域，辐照强度 I_v 也比热化能量转换所要求的高。

Ehler（1975）的进一步实验结果是

$$(\varepsilon^{e}_{osc})_{最大}=200\ 千电子伏. \tag{35}$$

这是用来同低密度区域的值 $\varepsilon^{e}_{osc}=1.1$ 千电子伏作比较的。如果没有自聚焦出现，这就意

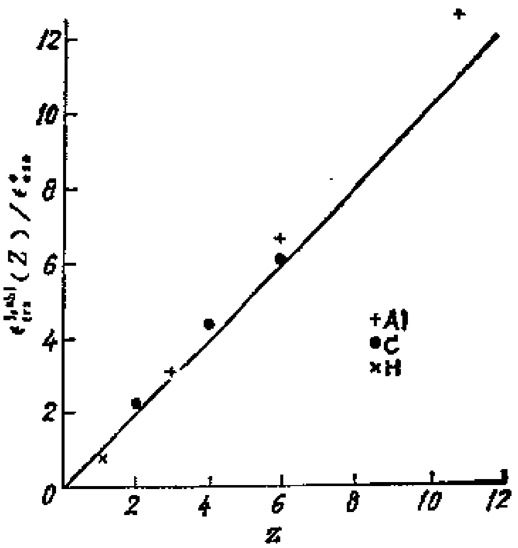


图 3　Ehler（1975）的实验结果同非线性力理论（式 32）的预言（直线）的比较，证实了离子能量 $\varepsilon_{trs}^{i,exbl}$ 随离子电荷数 Z 线性地增加

味着增长为

$$1/|\tilde{n}| = (\varepsilon_{o\,s\,c}^{e})_{最大}/\varepsilon_{o\,s\,c}^{e} = 182, \tag{36}$$

但是，这仅是最大值，因为可能自聚焦已经增长到用 Hora（1975c）的瞬时相对论性自聚焦处理更为合适的程度。如果激光束的真空截面是 Φ_0，自聚焦把这个值减少到 $\pi\lambda^2$，λ 为有效波长 $\lambda = \lambda_0(1+|\tilde{n}|)/2|\tilde{n}|$，$\lambda_0$ 为真空波长。在大幅度增长时（$1/|\tilde{n}| \gg 1$），我们有

$$(\varepsilon_{o\,s\,c}^{e})_{最大} = \varepsilon_{o\,s\,c}^{e}\Phi_0 4|\tilde{n}|/\pi\lambda^2, \tag{37}$$

根据此式，Ehler（1975）的实验结果给出

$$1/|\tilde{n}| = 12.7, \tag{38}$$

这是最小的增长。真实情况将在（37）式和（35）式给出的值之间，但是不管怎么样，增长总是大得足以产生出能量为（根据 35 式）

$$\varepsilon_{trs}^{i} = 200Z \text{ 千电子伏} \tag{39}$$

的非线性力平动离子。

另一个有关的实验是 Wong 和 Stenzel（1975）进行的，他们用持续时间 0.4 微秒、$I_V = 5.3$ 瓦·厘米$^{-2}$、$\omega = 6.28\times10^9$秒$^{-1}$ 的微波脉冲照射 $T_{th} = 2$ 电子伏、纵深 $4m$ 的氩等离子体，电子密度的单调增长超过了截止值 $n_{ec} = 1.36\times10^{10}$ 厘米$^{-3}$。此时判据（23）为

$$I_V^{3/2}/\tau_0 \leqslant 1.3\times10^7, \tag{40}$$

由此可得 $I_V \leqslant 3.6$ 瓦·厘米$^{-2}$。因为 $\tau_{ei} = 4.3\times10^{-6}$ 秒，非热化条件得到满足。因此所观察到的 7 千电子伏的离子能量只可能是导致增长的非线性有质动力所产生，通过测量实际的辐照强度 I 的分布得到

$$1/|\tilde{n}| = 700 \tag{41}$$

验证了这一点。按照这个实验结果，条件（14a）（在 T 以电子伏表示时）就变成

$$I \geqslant 5.7\times10^2 T^{1/4}, \tag{42}$$

虽然真空值 $I_V = 5.3$ 瓦·厘米$^{-2}$ 大约比 I 的最低值小 100 倍。但是增大过程使 $I = 700I_V$，

于是在等离子体内部条件（14a）得到满足。这一实验具有这样的优点，即在相互作用期间及之后密度分布与时间的关系能够测量出，显示了在截止密度处受电动力学激发发生光爆之后等离子体的纯粹运动。

7. 非线性力光爆

以上我们已验证，在Nuckolls（1974）和Brueckner（1974）所发表的例子中，激光热化压缩等离子体的条件接近满足。现在我们把所推得的这些判据应用于Hora（1975b）的非线性力压缩方案。在那篇文献中，作者用非常短的激光脉冲来产生非线性力，其增长为 $1/|\tilde{n}|=400$，能将23%以上的激光能量转换成快速运动的冷等离子体的动能（离子能量接近10千电子伏）。当折射率采取Rayleigh分布（9式），取 $\alpha=4\times10^4$ 厘米$^{-1}$，并且使用钕玻璃激光时，他导出了强度为 2×10^{16} 瓦·厘米$^{-2}$ 的激光脉冲的能量的50%在2.83微微秒时间里转换成等离子体的纯粹压缩运动（等离子体具有的氘氚离子能量为10千电子伏的一组条件。这样得到的核聚变反应，其效率要比热化气动压缩高1000倍，也就是说达到80倍增益所需要的激光能量为：DT反应328焦耳、DD反应131千焦耳、HB^{11} 反应1.97兆焦耳。这些计算是在无激波理想绝热（等熵）压缩的基础上进行的，这种方案至少在原则上是可能的。Goldman（1974）另外作了一些更接近真实的模似，由于激波所得到的增益较低，但加上 α 粒子再加热，就得到了比理想条件更好的增益。

当 $\tau_0=2.83$ 微微秒时，对于钕玻璃激光来说，条件（23）为

$$I_r\leqslant1.35\times10^{15}\ \text{瓦.厘米}^{-2},\tag{43}$$

这表明所考虑的 $I>10^{16}$ 瓦·厘米$^{-2}$ 的情况是非热化耦合的现实的例子。$I_V\geqslant10^{16}$ 瓦·厘米$^{-2}$ 时可以立即看出条件（14a）是成立的，因为 $\tau_{ei}\geqslant38$ 微微秒，$\tau_0\approx2.83$ 微微秒，故条件（14b）也成立。在Hora（1975b）的例子中条件（14c）也是满足的，因为 T_{ei} 是几个电子伏或者更低，而 $\varepsilon^0_{i,c}$ 超过了5千电子伏。

8. 结　　语

已经推导出热化气体动力学方案适用性的一般性判据（22式），在文献中对这种方案进行了严密的计算，但若介电性增长强烈，则须作修正。在高强度短激光脉冲情况下，光爆的介电非线性有质动力的激光耦合是可以利用的，有关的必要条件已经推导出来。对于足够短的激光脉冲和低电子温度，也给出了非线性力的充分判据。同Ehler（1975）的实验测量相比较，证实了非线性力产生的离子能量随离子电荷线性增加这一预言。严重偏离热化气动条件可能就是观察不到气动压缩型热核反应的原因。由此可以得出结论，正如本文开始时所指出，为了得到热核反应，应该采用非线性力压缩方案，文中已就Rayleigh初始密度分布情况作了描述，这时全部非热化判据都满足。

参 考 文 献

Afanas'ev, Yu. V., *et al.* (1975). *Sov. Phys. JETP Lett.* 21, 68.

Alcock, A. J. (1972). *In* 'Laser Interaction and Related Plasma Phenomena' (Eds H. Schwarz and H. Hora), Vol. 2, p. 155 (Plenum, New York).
Bethe, H. A., and Kidder, R. E. (1975). *Laser Focus* (Jan.) p. 48.
Brueckner, K. A. (1974). *In* 'Laser Interaction and Related Plasma Phenomena' (Eds H. Schwarz and H. Hora), Vol. 3A, p. 427 (Plenum, New York).
Brueckner, K. A., and Jorna, S. (1974). *Rev. Mod. Phys.* **46**, 325.
Chen, F. F. (1972). *Comments Mod. Phys.* E1, (3) 81.
Chen, F. F. (1974). *In* 'Laser Interaction and Related Plasma Phenomena' (Eds H. Schwarz and H. Hora), Vol. 3A, p. 291 (Plenum, New York).
Cooper, R. S. (1973). *AIAA J.* **11**, 831.
Ehler, A. W. (1975). *J. Appl. Phys.* **46**, 2464.
Goldman, E. (1974). *In* Univ. Rochester Lab. Laser Energetics, Int. Rep. No. **21**.
Guderley, G. (1942). *Z. Luftfahrtforsch.* **19**, 302.
Hora, H. (1969*a*). *Z. Phys.* **226**, 156.
Hora, H. (1969*b*). *Ann. Phys. (Leipzig)* **22**, 402.
Hora, H. (1970). *Opto-electronics* **2**, 201.
Hora, H. (1971). *In* 'Laser Interaction and Related Plasma Phenomena' (Eds H. Schwarz and H. Hora), Vol. 1, p. 383 (Plenum, New York).
Hora, H. (1972). *In* 'Laser Interaction and Related Plasma Phenomena' (Eds H. Schwarz and H. Hora), Vol. 2, p. 359 (Plenum, New York).
Hora, H. (1974*a*). *Phys. Fluids* **17**, 939.
Hora, H. (1974*b*). *Phys. Fluids* **17**, 1042.
Hora, H. (1975*a*). Proc. 2nd European Electro-Optics Conf., St. Albans (Ed. A. Elion), p. 396.
Hora, H. (1975*b*). 'Laser Plasmas and Nuclear Energy' (Plenum, New York).
Hora, H. (1975*c*). *J. Opt. Soc. Am.* **65**, 882.
Hora, H., Goldman, E., and Lubin, M. J. (1974). *In* Univ. Rochester Lab. Laser Energetics, Int. Rep. No. 21.
Hughes, J. L. (1975*a*). *Laser Focus* (Apr.) p. 60.
Hughes, J. L. (1975*b*). *Hemisphere* **19** (4), 28.
Hughes, J. L., and Luther-Davies, B. (1976). Proc. 8th Natl Conf. on Laser and Nonlinear Optics, Tibilissi.
Kidder, R. E. (1974). *Nucl. Fusion* **14**, 797.
Klima, R., and petrzilka, V. A. (1972). *Czech. J. Phys.* B **22**, 986.
Landau, L. D., and Lifshitz, E. M. (1966). 'Electrodynamics of Continuous Media', p. 242 (Pergamon, Oxford).
Lindl, J., and Kaw, P. (1971). *Phys. Fluids* **14**, 371.
Liu, A. T., and Dawson, J. M. (1975). *Phys. Fluids* **18**, 201.
McCall, G. H., Young, F., Ehler, A. W., Kephart, J. F., and Godwin, R. P. (1973). *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1116.
McClure, J. J. (1974). *Bull. Am. Phys. Soc.* **19**, 869.
Marhic, M. E. (1975). *Phys. Fluids* **18**, 837.
Morse, R. L., and Nielson, C. W. (1970). *Phys. Fluids* **16**, 909.
Mulser, P., and Green, B. (1972). *In* 'Laser Interaction and Related Plasma Phenomena' (Eds H. Schwarz and H. Hora), Vol. 2, p. 359 (Plenum, New York).
Nuckolls, J. H. (1974). *In* 'Laser Interaction and Related Plasma Phenomena' (Eds H. Schwarz and H. Hora), Vol. 3A, p. 339 (Plenum, New York).
Palmer, A. J. (1971). *Phys. Fluids* **14**, 2714.
Shearer, J. W., and Eddleman, J. L. (1973). *Phys. Fluids* **16**, 1753.
Shearer, J. W., Kidder, R. E., and Zink, J. W. (1970). *Bull. Am. Phys. Soc.* **15**, 1483.
Spitzer, L. (1956). 'Physics of Fully Ionized Gases' (Wiley-Interscience, New York).
Stamper, J. A. (1975). *Phys. Fluids* **18**, 735.
Stamper, J. A., and Tidman, D. A. (1973). *Phys. Fluids* **16**, 2024.
White, R. B., and Chen, F. F. (1974). *Plasma Phys* **16**. 565.
Wong, A. Y., and Stenzel, R. L. (1975). *Phys. Rev. Lett.* **34**, 727.
Yu, M. Y., Spatschek, K. H., and Shukla, P. K. (1974). *Z. Naturforsch.* **29a**, 1736.

[殷光裕译自《Aust. J. Phys.》, 29, 375—388 (1976), 颜绍知校]

强激光与物质相互作用时产生的高温等离子体现象

阿法那西耶夫（Ю.В.Афанасьев）克罗欣（О.Н.Крохин）

1. 前　　言

激光与物质相互作用这一问题囊括了极为广泛的研究领域，从微观量子基本过程（多光子吸收）直到激光作用于吸收介质或透明介质所观测到的宏观现象。宏观现象中，除非线性光学外，占首位的是聚焦激光作用下气体的击穿（“火花”）、等离子体的形成并加热至热核温度以及激光作用于凝聚介质所产生的一些动力学效应。

上述问题，至今仍是理论和实验大量研究的对象。引起对此项研究的关切主要在于可能了解各种物质在强电场（至 10^7—10^8 伏/厘米）和高辐射流密度（至10^{12}—10^{16} 瓦/厘米^2）条件下的行为。

同时，这对激光在金属加工工艺，化学，热物理，生物学和医学应用中相联系的一系列实际问题也有不小的益处。

目前，上面列举的效应中最全面研究的现象是气体击穿，即在激光束焦点形成火花的现象。拉伊泽尔（Райзер）的综述 [1] 详尽地分析了火花产生的各种机制，援引许多理论和实验结果。实际上该文具有这方面全部已知工作的索引。

巴索夫（Басов）和克罗欣的著作 [20] 中首先形成用聚焦激光辐射获得高温等离子体的思想。稍晚，道森（Dawson） [21] 的著作中以更广泛的形式指出了上述可能性。

同时，在强激光与凝聚物质作用时所发生的过程的研究领域积累了大量的实验资料。这一领域的工作基本上向两个方向发展，即研究激光与透明物质（电介质）和激光与强吸收物质（主要是金属）作用的各种效应。

必须指出，上述两种情况中的物理过程只是在入射辐射流密度不太大时原则上是可以区分的。随着辐射流密度的增加电介质也将变成不透明，两种情况观察到的现象就其物理性质来看是很相近的。

本文所关心的是激光与不透明凝聚物质的作用过程（大光流密度区）。后面将证明，激光与不透明的固体物质的相互作用，只在远小于 10^5—10^6 瓦/厘米^2 的小光流密度区，热传导方程和蒸发的动力学理论 [2] 才保证较好的近似于实际发生的过程。物理上很明显，仅当蒸发相和凝聚相之间丧失平衡的条件时，动力学的处理方法才是合理的，即建立相平衡的时间大于凝聚体表面粒子寿命的特征时间。动力学适用于物质在真空中的蒸发（而不是飞散）。

随着入射到凝聚体表面的辐射流密度的增加，蒸气密度随之增加（产生“喷燃”），物质趋向于平衡态。熔出物的终态取决于辐射贯穿蒸气和凝聚体的深度，也取决于辐射流密度。此时蒸发物质飞散的特征时间远远超过建立相平衡的时间，并且蒸发过程具有准平衡特征。同时，蒸发物质运动的动力学也影响蒸发过程，作为封闭过程来描述，与此相联系必须解决吸收辐射物质的运动问题。

因此，在相应于蒸发增长过程的辐射流密度区，必须在气体动力学处理方法基础上加以探讨。

我们看到许多场合中发生类似的情形，诸如放电型或爆炸型高强度脉冲光源[3]及爆炸强磁场发生器，这时是由于压缩磁流的圆柱物质有一定的电导，靠其中放出的焦耳热超过升华能而发生金属表面层的爆炸[4]。

气体动力学的处理方法比蒸发的动力学更为合适，可以将问题公式化，并可自然地获得表征强蒸发过程的全部参量（温度，压力，蒸气流速度）的表达式。

理论上，主要是以一维模型（平面和球面）来研究激光与物质的相互作用。通常，假设激光为矩形脉冲，其结果可以向任意脉冲加以推广。弱光流密度时，在蒸发动力学模型适用的范围内，被加热的凝聚物质的蒸发过程用非稳态热导方程描述，其解可以求出固体内温度分布曲线。此时用蒸发速度与凝聚体表面温度相联系的动力学公式（见后）来考虑物质的蒸发速度。

在足够大的光流密度区，描述过程的方程是气体动力学方程系，即连续性方程，欧拉方程和能量守恒定律。对普遍情况，上述方程系要附加辐射输运方程，由此来考虑激光在物质的凝聚相和蒸发相中的吸收。此时必须注意，所研究的问题中即使激光光流密度非常大，那时蒸发物质是强吸收等离子体，辐射和物质仍不能达到平衡态，因为物质的温度比激光辐射温度低好几个数量级。上述说法的等效条件是在入射激光辐射光谱区蒸发物质本身的辐射与激光相比是很弱的。很明显，只能用数值法求解整个气体动力学问题。其中必须知道考虑两相物质存在的实际的状态方程。然而在许多场合下用已有的标准的近似法可以获得解析解。它基于在发生相变处引入气体动力学断裂面。在凝聚体与蒸气的交界处存在的强吸收区是引入断裂面的物理基础。实际上，因诸如金属等物质的吸收系数大至为10^4—10^5厘米$^{-1}$量级，在我们所研究的情况中实际上出现的状态是深为10^{-4}—10^{-5}厘米的表面烧蚀，更精确地说是热导所决定的深度，因为后者大于辐射在冷的凝聚物中的贯穿深度。上述情况在形式上可以用数学的断裂面来代替强吸收区。表明质量流，动量，能量在断裂面上连续性条件的关系已知可由气体动力学求出，可以看做是它的边界条件。断裂面本身是蒸发波的波前。引入蒸发波前，可以将物质快慢运动区分开，即将火燃和凝聚体内压缩波的传播分开。固体中压力p_0远小于量$\rho_0c_0^2$，其中ρ_0和c_0为密度和固体中声速，这一条件作为这种分割的显而易见的物理判据（涅姆契诺夫（Немчинов）特别指出了这一点[8]）。上述不等式实际上意味全部入射的能量转化为气相能量，只是可忽略的小量能量为冲击波所携带。

前面研究的情况中，所求解的公式结构类似于爆炸问题。例如断裂面上的关系类似于爆炸理论的关系。爆炸波是波前放出能量的冲击波，并知其速度由波前后面的压力决定。而在我们研究的问题中，冲击波是离开入射光流吸收区向外散开，故不存在表征爆炸理论的

关系。

因此，为求解我们的问题，除上述由气体动力学方程导出的边界条件外必须找到描述吸收层过程的辅助物理条件。实际上，弱光流密度区仅在凝聚体边界发生相变。此时气体动力学边界条件再补充考虑相变存在的关系（相平衡曲线的方程）。随光流密度的增高，吸收层内部的物质过热，即它的温度升高至临界点之上，相变向吸收层深部移动。结果吸收了辐射的物质依靠热压力膨胀至透明或接近透明的状态。

至于蒸发物的动力学，无论是透明蒸气的运动（弱光流，相应低的温度）还是蒸气吸收辐射的系统（较高的温度，其中大量原子激发和电离）原则上都可能与入射辐射流密度和过程的持续时间有关。正如上面指出的因为物质蒸发部分的气体动力学完全决定了此问题，故其过程很灵敏于与辐射流密度和物质光学性质有关的各量的选择。

必须注意，辐射流密度和脉宽达某一数值时可能发生蒸发状态的跃变，一开始相应于透明蒸气的运动，至某一瞬间蒸气开始吸收（“闪光”效应）。最近涅姆契诺夫等人的工作[5]定量地研究了这一效应。

发展变化着的气体动力学运动系统中对蒸发区做如此的划分是很具体的，可以对每个指定区域进行或多或少过程的明确的气体动力学分析。结果可能解析表达气体辐射流参量，用具有实际意义的物质和入射辐射参量来表达。如上所述，本章主要着眼于一维问题。首先以这种近似阐明相对简单过程的数学描述。此外上述分析可以撇开大量的次要的效应，从而揭示强辐射流与物质相互作用的所有特征的物理现象。

当然现代激光技术的发展仅仅能在有限的范围实现平面性实验条件。因此一维平面理论仅在具体的实验装置上才能单值的与实验相比较。特别是弱辐射流密度的蒸发过程的研究，当蒸气是透明时，如焦斑尺寸大于蒸发层厚度，就使边缘效应不大，因而平面模型是很合适的。当激光束充分的聚焦以提高光流密度时，蒸发物的运动变得非常不均匀，在某种情况下可近似地用球面对称模型来描述。

2. 动 力 学 模 型

在阿尼西莫夫（Анисимов）、邦契-布鲁耶维奇（Бонч-Бруевич）等人的工作[2]中利用了福尔默（Volmer）[6]和弗兰凯尔（Френкель）[7]早期发展的宏观模型。该模型中蒸发的速度由物质的气相和凝聚相间平衡条件来确定。宏观平衡时，凝聚体表面蒸发的微观粒子流 J^+ 等于反向粒子流 J^-。假设气相粒子为麦克斯韦分布，则可以计算出 J^+。由此导出对于单位表面积单位时间蒸发的粒子数 J^+ 的下列公式[7]：

$$J^+ = \Pi \frac{p_{饱和}}{\sqrt{2\pi m_a kT}}, \tag{1}$$

其中 $p_{饱和}$为饱和蒸气压，m_a 为原子质量，T 为温度，Π 为平均附着系数。只是在精确的动力学基础上才能计算出附着系数 Π（当然 J^+ 亦如此），因此简化了的公式(1)有某种程度的不确定性。显然 Π 不能等于 1，因为没有任何理由认为从物质凝聚相飞出的粒子分布是严格的麦克斯韦分布。

同时要注意另一重要情况，平衡破坏时单向粒子流的差 $J^+ - J^-$ 正是用公式(1)计算的

宏观粒子流，用公式(1)计算这一宏观粒子流时有局限性。当 J^+-J^- 与 J^+ 相比很小时表达式(1)才是正确的。否则就会较大地偏离热力学平衡态，这时只能在扩散理论基础上用一级近似来描述。因此可用公式(1)来确定物质凝聚相表面宏观粒子流的上限。略偏离平衡态时，量 J^+-J^- 用公式(1)可写为

$$J^+-J^-=\Pi\frac{p_{饱和}-p_{气相}}{\sqrt{2\pi m_a kT}}, \tag{2}$$

其中 $p_{气相}$为气相压力（$p_{饱和}-p_{气相}\ll p_{饱和}$，假设两相温度相等）。

最后还要注意，宏观质量流存在时，即 $J^+-J^-\neq 0$ 时，经相分界面发生动量传递，与之相联系量 $p_{气相}$事实上由普通静压力和考虑到动量反冲的动力学压力相加所组成。

前面提及的工作[2]中，以另一种方式导出了公式(1)，这可以在弗兰凯尔所发展了的物理见解的基础上得到。

把物质的凝聚相看作深为 $-U_0$ 的势垒，分相面上粒子势能近似为下列形式函数，即

$$U(x)=\begin{cases}-U_0, & 当 x<0,\\ -U_0+\frac{1}{2}\omega^2 m_a x^2, & 当 0<x<\left(\frac{2U_0}{\omega^2 m_a}\right)^{\frac{1}{2}},\\ 0, & 当 x>\left(\frac{2U_0}{\omega^2 m_a}\right)^{\frac{1}{2}}.\end{cases} \tag{3}$$

用玻尔兹曼分布函数

$$n_0(x)=n_{气相}e^{-U(x)/kT}, \tag{4}$$

可以获得表面粒子密度 n' 与气相密度 n 相联系的关系：

$$n'=\int_{-\left(\frac{2U_0}{\omega^2 m_a}\right)}^{\left(\frac{2U_0}{\omega^2 m_a}\right)^{\frac{1}{2}}} n_0(x)dx\simeq\int_{-\infty}^{\infty} n_0(x)dx=n_{气相}e^{U_0/kT}\delta. \tag{5}$$

其中 δ 为表面层有效厚度，$\delta=\tau_0\sqrt{kT/2\pi m_a}$；$\tau_0=2\pi/\omega$，为凝聚物质中原子振动周期。设 $\Pi=1$，$p_{饱和}=n_{气相}kT$，而 $J^+=dn/dt'$，由关系式(1)—(5)得出

$$\frac{dn'}{dt}=\frac{n'e^{-U_0/kT}}{\tau_0}. \tag{6}$$

公式(6)是文献[2]中物质蒸发速度和分相面的温度间的基本关系式，用能量守恒方程将它和入射激光流连系起来。设蒸发物质中吸收的辐射流为 q_0，文献[2]的作者以下列简洁的方式写出了能量守恒方程：

$$q_0=D\rho_0(CT+\Omega), \tag{7}$$

其中 D 为蒸发边界的速度，ρ_0为凝聚物质的密度，而 C 和 Ω 分别为气体的比热和比蒸发热。量 $\rho_0 D$ 是物质凝聚相表面的质量流：

$$\rho_0 D=m_a\frac{dn'}{dt}. \tag{8}$$

尽管公式(6)和(7)是近似的，但所得结果还是能定性地正确描述基本量与入射光流密度和凝聚物质蒸发热的关系。这是由于公式 (6) 正确的反映了蒸发速度与温度的指数关系的缘故。还必须指出对于燃烧过程和化学反应过程，关系式(6)也是正确的。

解方程组(6)和(7)导致下列定性关系：

$$T\sim u^2\sim\frac{1}{\ln(\alpha/q_0)},$$

$$p\sim q_0\frac{1}{[\ln(\alpha/q_0)]^{\frac{1}{2}}}, \tag{9}$$

$$\rho_0 D\sim\frac{q_0}{\Omega},$$

其中 u 为蒸发物质流速度，而 α 为常数。

回到公式 (6)，必须做出有关可能考虑偏离平衡态的一系列评论。如上所述假设为热力学平衡态，凝聚相内外原子浓度间的关系由玻尔兹曼公式(4)给出，相间总粒子流为零。而当气相至凝聚相粒子流为零时(相当于蒸发至真空)产生单向宏观粒子流，它的密度已不能在玻尔兹曼公式的基础上确定，必须寻找相应的动力学问题的解。可惜，凝聚介质中的动力学过程迄今对于我们所关心的现象做出定量的描述还没有进行充分的研究。因此在不追求高精度时，我们基于弗兰凯尔发展的弛豫概念 [7] 在扩散近似的范围内研究这一问题。

据此，原子向凝聚相的扩散主要靠它们跃进至未被占据的态（“空穴”），过程的总几率主要取决于它形成的几率。

相应的时间由下式表示，

$$\tau=\tau_0 e^{U_0/kT}. \tag{10}$$

由下式求出原子轴向有效迁移速度。在热力学平衡条件下粒子流为常数并由 (1) 式给出，我们把它写成如下形式：

$$J^+=n_2\bar{v}_x,\quad \bar{v}_x=\left(\frac{kT}{2\pi m_a}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{11}$$

因此凝聚相内粒子沿 x 轴的有效迁移速度

$$u_a=\bar{v}_x\frac{n^2}{n}=\left(\frac{kT}{2\pi m_a}\right)^{\frac{1}{2}}e^{-U_0/kT}. \tag{12}$$

把此式表面层有效厚度 δ 的表达式代入得到

$$u_a=\frac{\delta}{\tau}. \tag{13}$$

按文献[7]，扩散系数 D 可以表示为：

$$D=\frac{\delta^2}{2\tau}. \tag{14}$$

偏离平衡态条件时，物质凝聚相内部粒子流由扩散方程来决定，此方程要考虑弛豫过程（“空穴”形成的平衡浓度——空位）和分相面上位垒的影响，即

$$\frac{\partial n}{\partial t}=D\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial n}{\partial x}+\frac{n}{kT}\frac{\partial U}{\partial x}\right)+\frac{n_0-n}{\tau}. \tag{15}$$

其中利用了扩散系数和"迁移率"间的普适关系式 $\mu=D/kT$。量

$$J=D\left(\frac{\partial n}{\partial x}+\frac{n}{kT}\frac{\partial U}{\partial x}\right)$$

是总粒子流 J^+-J^-，当 $J=0$ 时，由方程(15)直接得到玻尔兹曼分布(4)。

曾指出连续势能函数 $U(x)$在 $x=0$ 点发生幅度为 $-U_0$ 的跃变（要记住，凝聚相充满 $x<0$半空间），我们所关心的稳态由方程(15)得到

$$n=ae^{x/\sqrt{D\tau}}+n_0, \tag{16}$$

其中 a 为常数，象核反应堆扩散理论那样来确定量 a（如[8]）。即令与真空交界处

$$J^-=nu+\frac{D}{2}\frac{\partial n}{\partial x}=0,$$

$$J^+=nu-\frac{D}{2}\frac{\partial n}{\partial x},$$

$$J=J^+=2nu=-D\frac{2u}{2x}. \tag{17}$$

由(16)，(17)关系式求出

$$n=n_0\left(1-\frac{e^{x/\sqrt{D\tau}}}{1+D/2u\sqrt{D\tau}}\right),$$

$$J(0)=\frac{n_0D}{\sqrt{D\tau}}\left(\frac{1}{1+D/2u\sqrt{D\tau}}\right). \tag{18}$$

再利用公式(18)中导出的常数表达式，对于蒸发速度得到

$$J(0)=\frac{dn'}{de}=\frac{2}{1+2\sqrt{2}}\frac{n'e-U_0/kT}{\tau_0}. \tag{19}$$

比较(6)和(16)，容易看出结果差一个数值系数，此系数与两种情况的假设中所采用的近似特性相连系。公式(6)和(16)的物理意义是明确的，蒸发速度等于表面浓度乘以凝聚相中激发至粒子键能 U_0 的几率。

最后做一重要评述。文献[2]中导出的数值计算结果所给出的凝聚体表面附近蒸发物质的温度看来太高。这不仅与能流公式选用(7)的近似特性有关，而且还与忽略了势能 U_0 与温度的关系有关。全部有关在固体中原子扩散所积累的物质（此处指气相、液相）存在的可能性由 U_0 值决定。这也是明确的，即物质温度超过临界值时势垒高度为零。因该问题中 U_0 值处于指数项，它的正确选择对结果的精度有很大的影响。

这里仅限于简要的评述，下一节将详细地讨论这一问题。

3. 气体动力学理论

1. 激光作用下物质的蒸发

涅姆契诺夫[9]，卡鲁索（Caruso），伯托蒂(Bertotti)[10]及其他一些作者[11,12]一系列的著作中为解决上面分析的问题发展了气体动力学的处理方法。

弛豫时间与气体动力学量变化的特征时间相比是一微小值，以此作为建立激光作用下

物质蒸发过程气体动力学理论的基础。在此条件下物质的状态接近平衡态，可用热力学函数描述，在激光流密度和脉宽很大变化范围内都能很好地满足。

气体动力学处理方法可以用封闭的形式最完满地将此问题公式化，因为蒸发过程本身取决于物质飞散的动力学。如上所述，物理上这是根据物质蒸发的质量，即运动着的质量在整个激光脉冲作用过程中实际上远超过物质表面层的质量，在该层内发生凝聚相向气相的转变。这一情况与激光吸收系数很大及稠密物质的热导很小有关。

描述过程的气体动力学方程组为

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho v)=0,\\
&\frac{\partial v}{\partial t}+v\frac{\partial v}{\partial x}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x},\\
&\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\varepsilon+\rho\frac{v^2}{2}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left[\rho v\left(\varepsilon+\frac{v^2}{2}+\frac{p}{\rho}\right)-q\right]=0,\\
&q(x,t)=q_0\exp\left\{-\int_x^{\infty}K(x',t)dx'\right\}.
\end{aligned}
\tag{20}
$$

其中 ρ 为密度，v 为速度，p 为压力，ε 为物质比内能，q 为激光流密度[1)]，K 为物质辐射吸收系数。

初始 $x<0$ 半空间充满冷的凝聚物质，$t=0$ 时光流开始辐照。从真空方向来看其边界条件显然是 $p=0$，$q=q_0$。

物质的稀薄和稠密态吸收的激光辐射均为 q_0，因物质稠密态的吸收系数显然大于蒸发物质（如光子在金属中的自由程为 10^{-6}—10^{-5} 厘米量级），凝聚物质转化为气态的强吸收区可以看作气体动力学的断裂面。一般该区中可用质量流，动量流和能量流的守恒律来代替方程（20）：

$$
\begin{aligned}
&\rho_0 D=\rho_1(v_1+D),\\
&p_0=p_1+\rho_0 D v_1,\\
&q_0=\rho_0 D\left(\varepsilon_1+\frac{v_1^2}{2}\right)+p_1 v_1.
\end{aligned}
\tag{21}
$$

关系式（21）可看做方程组（20）的边界条件（分相边界上的条件）。此关系式完全类似于爆炸断裂面上的关系式 [13] 。

由于稠密的压缩和温升都很小 [11] ，关系式（21）中略去了物质稠密态的运动。

这里所研究的蒸发过程的特征主要取决于蒸气的透明度。当温度低于电离电位时蒸气是透明的，对应于弱光流，蒸气的运动为等熵的，分相边界上气体动力学量取稳定值（$q_0=$常数时）。当蒸气出现显著的吸收时，便发生非稳状态，这时蒸气吸收辐射是影响所有动力学过程的主要因素。

我们先分析 $T<U_0/k$ 温度较低的区域，相应于相图上的两相区，即凝聚体和气体边界上存在相变。此时蒸气的等熵运动用中心向外的稀薄波来描述，其气体动力学量是 x/t

1）第三个方程中 q 值前的负号取决于坐标系的选择。

的函数。换言之，中心向外稀薄波所包含的物质在 x-t 平面上运动，沿 $x/t=$ 常数的特征线，气体动力学量为恒定值。众所周知，x-t 平面中特征线上的斜率相应于运动着的气体中微扰传播速度。此时在我们选择的坐标系中有

$$\frac{dx}{dt}=\frac{x}{t}=u-c, \tag{22}$$

其中 c 为气体中声速。气体与真空的边界上 $c=0$，因此

$$\frac{x_{波前}}{t}=v_{波前}=常数。 \tag{23}$$

（$x_{波前}$和 $v_{波前}$——波前的坐标和速度——气体与真空的边界），而在凝聚物质边界上（22）转化为尤格条件，

$$-D=v_1-c_1, \tag{24}$$

其中 c_1 是凝聚体边界上气体中的声速。关系式（24）相应于来自真空一边的气体动力学微扰在分相面上的传播速度等于蒸发边界的速度，它是蒸发状态稳定的物理原因。

物理上（形式上亦如此）是明确的，方程系（21），（24）和状态方程 $\varepsilon=\varepsilon(p,\ \rho)$ 不能认为是完整的，因为在这些方程中没有考虑物质从凝聚态向气态过渡的物理学（即蒸发机制）。蒸发物质绝热飞散时边界条件（或起始条件）决定运动特征，完全类似于力学中的惯性运动，以此可说明考虑分相边界上条件的必要性。

上面曾指出不超过临界温度 $T_{临界}$时必须注意相变的可能性。当建立相平衡的速度很大即对应的弛豫时间很小时，近似平衡态过渡是可能的。因为相变时蒸气的形成依赖于能量为$\sim U_0$ 的粒子从凝聚相飞出，而热运动能量 $kT\ll U_0$，所指出的弛豫时间决定于热分布"尾部"的恢复时间。公式（10）给出了该时间。因此 τ 值与"蒸发"的平均寿命 δ/D 相比为一微小值是平衡性条件。因 $\delta/\tau_0\sim c_0$ 其中 c_0 为凝聚物质中的声速，所述条件可表示为

$$D<c_0 e^{-U_0/kT}。 \tag{25}$$

将不等式两边乘以 n_0（n_0 为凝聚体中原子浓度），右边即为公式（6）右边的量。在动力学理论中正是用关系式（6）来确定蒸发速度，即确定蒸发边界速度 D 和温度 T 之间的关系。

由此可做下列结论。若假设相平衡时所计算的温度比根据动力学理论所得到的关系式（6）或（19）得出的值低，那么判据（25）必然不成立。这就意味着平衡性假设不确切。然而实际并非如此。公式（25）（其中 U_0 理解为 $T=0$ 时的键能）只在很低温度时才是正确的，T 愈远小于 $T_{临界}$，U_0/k 值愈大。在足够高的温度区，势垒 U_0 的高度与温度有重要的关系，并随温度的升高而减小[15]。$T\to T_{临界}$时量 U_0 象蒸发潜热一样趋于零。而 $T\to 0$ 时，量 U_0 为 $10kT_{临界}$量级[15]。物理上由于热膨胀，凝聚相粒子间相互作用减弱，以此可解释能量 U_0 随温度的升高而减小的问题[7]。

温度较低的区域中 U_0 与温度的关系可建立在一般热力学关系式的基础上。内能 E（全部量均属于单粒子）的表达式是 $E=U_0(V)+\int C_V dT$，其中 C_V 为定容热容量。因此一方面

$$dU_0=dE-C_V dT, \tag{26}$$

另一方面，定压时热力学等式为

$$dE = C_p dT - p\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dT. \qquad (27)$$

由关系式（26）和（27）得

$$dU_0 = (C_p - C_V)dT - p\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dT. \qquad (28)$$

再用 $C_p - C_V$ 已知的表达式[15]，并设 $p=0$(在所研究的条件下是可靠的，如文献[13])，最终为

$$C_p - C_V = T\frac{a^2V}{\kappa},$$

$$U_0(T) = U_0(0) - V\int_0^T \frac{Ta^2V}{\kappa_0}dT. \qquad (29)$$

其中 $a=(1/V)(\partial V/\partial T)_p$ 为热膨胀系数，$\kappa_0 = -(1/V)\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)T$ 为压缩系数。

只有在较低温度区，a 和 κ_0 与温度的关系才是已知的，在公式（29）中才可进行积分。但在我们关心的高温情况，温度与临界温度相比不很小，上述关系是未知的，因此关系式中（29）不能求出势垒高度与温度的明确关系。

在凝聚介质的扩散理论中，按弗兰凯尔[7]势垒高度与温度取线性关系，则

$$U_0(T) = U_0(0) - \gamma T \qquad (30)$$

其中 γ 为数值系数。根据自扩散实验做的粗略数值估计，给出 $\gamma=5$—10。有趣的指出同样的近似导致正确的临界温度量级 $T_{临界} \simeq (0.1—0.2)U_0(0)/k$。

根据一般的讨论[15]可求出接近临界点时 U_0 与 T 的关系：

$$U_0(T) \sim (T_{临界} - T)^{\frac{1}{2}}, \qquad (31)$$

因此中等温度时满足关系式（30）。作为粗略的近似，$T \sim T_{临界}$时，关系式（31）取

$$U_0(T) = U_0(0)\left(1 - \frac{T}{T_{临界}}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\gamma = \frac{U_0(0)}{2T_{临界}}, \qquad T \ll T_{临界}时. \qquad (32)$$

因此不等式（22）右边指数项必须引入（32）式型函数，给出的辅助因子不小于 $e^{\gamma/k} \approx 10^2$—$10^3$。另一种情况，我们证实了势垒高度与温度的实质性关系是相平衡曲线方程中指数项前的因子 B。

$$\rho_{饱和} = Be^{-U_0(0)/kT}. \qquad (33)$$

$\rho_{饱和}$为饱和蒸气密度。它远超过凝聚体常态密度 ρ_0（$B/\rho_0 \approx 10^2$—10^3）。这一情况还必须在上一节所说的动力学理论中加以考虑。

总之，假设在平衡的条件下来研究温度低于临界温度即在相变区加热层中凝聚体的更细致的特征。

在研究中不可过早地排除体气化过程的可能性。在文献[6]和[7]等的工作中发展了体相变的动力学理论。凝聚相的亚稳性和非稳性是体气化过程的必要条件。这就意味着凝聚

相必须过热（即在给定的压力时它的温度必须高于沸点温度），结果靠热力学起伏可产生蒸气的胎粒，胎粒有足够大尺寸时是稳定的，并成为体气化的中心。根据起伏的热力学（平衡的）理论，单位体积胎粒数目 $N(r)$ 按其半径的分布函数有以下关系式，

$$N(r)0\approx n_c e^{-R_{最小}(r)/kT}.$$

其中 $R_{最小}(r)$ 为形成半径为 r 的胎粒所必须的最小功，n_0 为物质凝聚相中原子浓度。当过程在恒温条件下发生时最小功的表达式[16]为

$$R_{最小}=-\frac{4\pi r^3}{3V}[\mu_0(p_0,\ T)-\mu_{蒸气}(p_{蒸气},\ T)]$$

$$-\frac{4\pi r^3}{3}(p_{蒸气}-p_0)+4\pi\alpha r^2. \tag{34}$$

其中 μ_0 为凝聚相的化学势而 $\mu_{蒸气}$ 为气相的化学势，p_0 为凝聚相中压力，$p_{蒸气}$ 为蒸气胎粒中压力，V 为气化相中单粒子占有的体积，α 为表面张力系数。从公式（34）看出胎粒尺寸小时即胎粒和凝聚相平衡时不发生胎粒，因 $\mu_0(p_0,T)>\mu_{蒸气}(p_{蒸气},T)$，能量上不利于胎粒的增长而是以很大的几率消失。

从物理上看这一点与下面情况有关：小尺寸胎粒产生时似乎不能补偿形成自由表面的不利的能量效应。当胎粒逐渐增大到能量上是有利的时刻，胎粒的半径为临界半径，这时相应于胎粒和凝聚相间的平衡。此时 $\mu(p_0T)=\mu_{蒸气}(p_{蒸气},T)$，因而临界半径为

$$r_{临界}=\frac{2\alpha}{p_{蒸气}-p_0}. \tag{35}$$

$r=r_{临界}$ 时，$R_{最小}(r)$ 为极大值，分布函数 $N(r)$ 为极小值。因临界尺寸的胎粒仅在它逐渐增大时产生，体气化过程中蒸发速度存在一极小值，它由从凝聚相至临界尺寸胎粒的粒子流决定。实质上体气化过程特征时间决定于这一速度极小值。

但在所研究的问题中有将物质分成两相的表面，该面上还可发生气化过程。如果给定液体质量靠此两种过程的蒸发时间的比近似为 1，那末体气化过程将起主要的作用。而这个比值按数量级来说，与加热层中形成的临界尺寸胎粒总表面积 Σ 与自由表面积 S 的比值相符。

根据公式(33)—(35)，单位体积中临界尺寸 $r_{临界}$ 胎粒的数目

$$N\approx n_0 e^{-4\pi\alpha^2 r_{临界}/3kT}, \tag{36}$$

面积比

$$\frac{\Sigma}{S}=4\pi r_{临界}^2 n_0 l e^{-4\pi\alpha^2 r_{临界}/3kT}. \tag{37}$$

$r_{临界}=r_1=(3kT/4\pi\alpha)^{1/2}$ 时此函数达极大。因为在实际值 $n_0\sim10^{22}$—10^{23} 厘米$^{-3}$ 和 $l\sim10^{-3}$ 厘米时，r 显然不小于原子间距离 $\delta\sim n_0^{-\frac{1}{3}}$，量 Σ/S 的极大值远大于 1。因较大的临界半径对应于较小的加热程度，在 $r_{临界}=r_2>r_1$ 时实际上可满足条件 $\Sigma/S\sim1$。

假设用 $\Sigma/S\sim1$，即 $r_{临界}=r_2$，来近似地估计加热程度，那么对于在平面分相表面和 p_0 压力下相应的相平衡温度 T_0 由（33）式确定。我们可将此式重写成下式，

$$p_0\approx B\frac{R_0T_0}{\mu}e^{-U_0/kT}, \tag{38}$$

式中 R_0 为气体常数，μ 为克分子量。

对于球面胎粒类似的相平衡曲线方程为：

$$p_{蒸气}=B\frac{R_0T}{\mu}e^{-(U_0/kT_0)-(2\alpha/n_0rkT)} \tag{39}$$

将表达式（38），（39）代入关系式（36），体气化速度和自由表面蒸发速度差不多时，得到 T_0 与 T 相连系的方程：

$$\frac{BR_0T}{\mu}e^{-(U_0/kT)-(2\alpha/n_0r_2kT)}=\frac{BR_0T_0}{\mu}e^{-U_0/kT_0}+\frac{2\alpha}{r_2}. \tag{40}$$

该方程的数值分析表明，在所研究的条件下右边 $2\alpha/r_2$ 项起主要作用，它与胎粒表面曲率有关，而量 kT/U_0 可达 0.3—0.4。相应的温度超过 $T_{临界}$，因此方程（4）失去物理意义，但所进行的分析确切的证明此时体气化要求高度过热，其温度接近临界点。物理上这解释为，在所研究的条件下，由于凝聚物质加热层厚度小，临界半径胎粒的必要数量也是小的〔基于公式（35）导致温度 T 数值很大〕。

于是进一步我们将假设分相边界上发生气化过程，分相边界是前面形式上引入蒸发过程气动模型中的断裂面。

现在再回到边界条件（21）和（24），作为考虑相变存在的辅助关系必须取饱和蒸气压等于凝聚相中压力 p_0，p_0 由凝聚物质表面蒸气压 p_1 和与蒸气运动相连系的反作用附加项 ρ_0Dv_1，叠加而成。该条件意味在压力为 p_0 的沸点时可发生有效的气化，即实现相平衡。但如上面指出的在平衡点宏观质量流等于零，因此实际上饱和蒸气压要大于 p_0。

重写相平衡曲线方程和蒸发物质状态方程为：

$$\rho_{饱和}=Be^{-\Omega\rho_{饱和}/\rho_0}, \tag{41}$$

$$e=\frac{p}{(\kappa-1)\rho}+\Omega, \tag{42}$$

其中 $\Omega=U_0/m_a$ 为比蒸发热，κ 为绝热指数。分相边界上取温度相等条件

$$\frac{p_0}{\rho_{饱和}}=\frac{p_1}{\rho_1}, \tag{43}$$

得到六个未知数 p_0，p_1，e_1，v_1，D 和 ρ_1 的完整方程组（21），（24），（41），（43）。

最终结果表达为：

$$\begin{aligned}
&T_1\quad\frac{\mu\Omega}{R_0[A-\ln(n/\beta)]},\\
&p_1\quad C\left(\frac{\kappa+1}{\kappa-1}\right)\left(\frac{q_0}{\Omega^{3/2}}\right)\left[\frac{\gamma}{A-\ln(\eta/\beta)}\right]^{1/2},\\
&p_1\approx\frac{C(\kappa-1)q_0}{\kappa(\kappa+1)}\frac{1}{\Omega^{1/2}}\left[\frac{\gamma}{A-\ln(\eta/\beta)}\right]^{1/2},\\
&v_1\approx\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\Omega^{\frac{1}{2}}\left[\frac{\gamma}{A-\ln(\eta/\beta)}\right]^{1/2},\\
&D\approx\frac{Cq_0}{\rho_0\Omega}.
\end{aligned} \tag{44}$$

其中 $\eta=q_0/\rho_0\Omega^{3/2}$，$\beta=B/p_0$，$R_0$ 为气体常数，γ 为由绝热指数决定的常数，量 A 和 C 为无量纲参量。

$\eta/\beta=q_0/\beta\Omega^{3/2}$ 的慢变化函数。如 $\kappa=5/3$ 时量 $\gamma=26.7$，而量 A 和 C 约等于 1.9 和 0.85（实际上针对所有凝聚介质）。

根据公式（44），蒸发波前上温度 T_1 正比于凝聚介质中原子的键能，随光流密度 q_0 的增长而以对数升高。从凝聚相表面发出的蒸发物质流速度等于声速 $C_1\sim(\gamma p_1/\rho_1)^{1/3}\sim T^{1/2}$ 量级[关系式(24)]。

密度 ρ_1 小于饱和密度 ρ_s：

$$\rho_1=\rho_s\frac{p_1}{p_s}=\rho_s\frac{p_1}{p_0}=\rho_s\frac{p_1}{p_1-\rho Dv_1}=\frac{\rho_s}{\gamma+1}\tag{45}$$

为直观起见，分析一下图 1，图中表羽某个给定的物质粒子从凝聚介质变为蒸气时的状态变化。离蒸发波前某一距离而处于凝聚相中的粒子被传播至凝聚物质深部的弱波压缩，实际上零温度条件下压缩至 p_0——状态 $0'$。随着此粒子和蒸发波前的距离减小温度上升，粒子直接沿 $0'\to0$ 改变自己的状态，它相应于在给定压力 p_0 下略去运动速度时，从体积 V'_0 至 V_0 的纯热膨胀。状态 0 对应于蒸发波前面的状态，它处于相平衡曲线上，取决于条件 $p_0=p_{饱和}(T_0)$。蒸发时粒子状态跳到温度为 $T=T_0=T_1$ 的等温线上的点 1。该状态对应的比容和压力等于 $V_1=\rho_1^{-1}\approx(\kappa+1)/\rho_{饱和}$ 和 p_1。该状态立即变成处于蒸发波前的后面，那里气体以速度 v_1 运动。

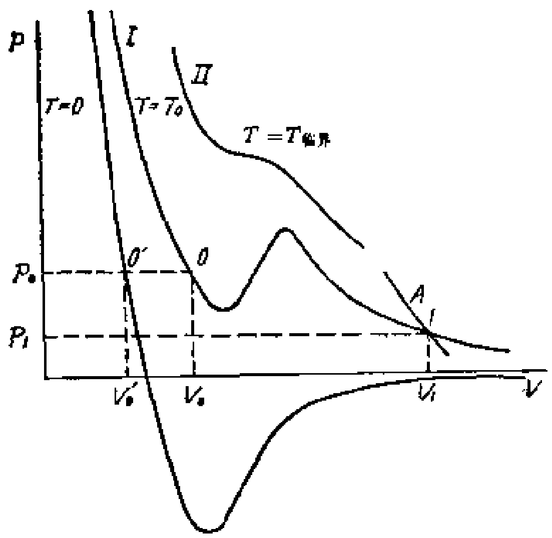


图 1　在蒸发时物质状态的变化

粒子的状态将按绝热曲线 A 发生进一步的变化，该曲线描述蒸气膨胀至真空时其温度进一步降低。绝热曲线与相平衡曲线交于点 1，之后原则上可能凝结。

所分析的问题中未研究凝结的动力学问题。但在激光作用时间有限时看来来不及发生凝结，物质绝热的膨胀为过饱和蒸气。显然凝结不能对蒸发过程有重要的影响，因为该区产生的气体动力学微扰不能达到分相边界。

这里扩展的处理方法的适用范围可能受到来自大光流密度的两个因素的限制：在密度 $\rho_1>\rho_1^*$ 以及物质的温度接近临界值 $T_{临界}$ $\Big($即密度 ρ_s 接近临界密度 $\rho_{临界}\approx\rho_0/3[\rho_1^*\sim\rho_0/3(r+1)]\Big)$ 时，蒸发物质要吸收辐射。将 ρ_1^* 代入关系式（44）的第一个公式，对于临界光流密度 q_c 可得下列表达式：

$$q_0''=\frac{(\kappa-1)r^{1/2}\rho_1^*\Omega^{3/2}}{(\kappa+1)C[A_1-\ln(\eta/\beta)]}\approx0.57\rho_1^*\Omega^{3/2},\tag{46}$$

其中临界温度取 $T_{临界}=U_0/10$。

如上指出，这里所得公式是建立在假设平衡蒸发过程的基础上的。实际上相平衡时，

不存在相间宏观质量流即 $\rho_0|D|=0$。因此，对蒸发而言必须是某种过热物质，即饱和蒸气压 $p_{饱和}$要超过 p_0。文献[6]和[7]用动力学理论近似证明的情况是平衡处理方法的基础，其表面的物质蒸发速度与压差（$p_{饱和}-p_0$）间有强的依赖关系。在指出的理论中，蒸发速度（即物质质量流 $\rho_0|D|$）用下面公式给出

$$\rho_0|D|=\left(\frac{m_a}{2\pi kT_0}\right)^{1/2}(p_{饱和}-p_0). \tag{47}$$

由该公式可估计出真实温度 T_0' 偏离平衡理论给出的 T_0 的程度。由公式（44）得出

$$\rho|D|=\frac{\kappa^{1/2}}{\kappa+1}\left(\frac{m_a}{kT_0}\right)^{1/2}p_0=\left(\frac{m_a}{4.2kT_0}\right)^{1/2}p_0. \tag{47a}$$

比较公式（47）和（47a）对压力差 $\Delta p=p_{饱和}-p_0$给出表达式

$$\Delta p_0=1.23\left(\frac{T_0'}{T_0}\right)^{1/2}p_0, \tag{48}$$

对于温度差 $\Delta T_0=T'-T_0$ 为

$$\frac{\Delta T_0}{T_0}=1.23\left(\frac{kT_0}{u_0}+\frac{k\Delta T_0}{2u_0}\right)\approx1.23\frac{kT_0}{u_0}. \tag{49}$$

因 $T_0<T_{临界}$时量 kT_0/u 小于 0.1，这样我们得到 $\Delta T_0/T_0\lesssim10\%$。

主要困难是物质凝聚相温度直接实验测量的精度只有 10%。可用间接的方法算出，如根据受聚焦激光作用过的样品的金相分析。另一可能的方法是直接测量表面蒸气流的速度（等于局部声速）。但比较现实的方法是光学记录在规则尖峰状态工作的激光作用下蒸发物质在周围大气中产生的冲击波，因为蒸气流速度和冲击波运动速度相互以解析关系式连系。

因此准平衡蒸发模型原则上可以研究相平衡曲线方程，同时测量压力 p_0 和温度 T_0。然而还有另一等效的方法，只测压力并利用能量守恒律，根据表达式（44）可写成

$$q_1=\frac{\gamma^{1/2}}{\gamma+1}\left(\frac{m_a}{kT_0}\right)^{1/2}p_0\left[\frac{\gamma(\gamma+1)kT_0}{\gamma-1\quad m_a}+U\right], \tag{50}$$

其中 q_1 为由入射光流 q_0 和反射系数 R表示的光流被吸收的部分：$q_1=q_0(1-R)$。事实上该方法要求辅助测出反射系数 R。也可用关系式(32)确定物质的临界参数，把反射率急剧减小做为临界点。后者对应于相变条件下普通的费涅尔反射被临界点以上“蒸发”时发生的“冲毁”密度分布（因而亦是折射率）的反射所代替。当然这里必须考虑原子电离电位较小时反射率的降低还可能与物质蒸气吸收一部分辐射有关。因此实验数据的分析必须考虑它与辐射作用时间或脉宽的关系。一般情况可证明用公式（50）测定临界参量最佳脉宽为 $\sim10^{-7}$。文献[33]中导出反射率与入射光流密度关系的特征形式。辐射脉宽为 1.5×10^{-8} 秒。

另一种物质蒸发形态也是可能的，这时蒸气原则上可能还是透明的，然而蒸发波前上不存在相变。显然 $q\gtrsim q''$时可出现这种情况，即象上面说的无论超过临界点发生蒸发，还是物质加热层中压力超过 $P_{临界}$都如此（图 1 曲线 Ⅱ）。

这时薄加热层中物质变稀，如同达到密度 ρ_1^*的气体（低于此密度时物质将变为透明）。爆炸丝实验某种程度上反映出这一情况，其中观察到金属丝与它的密度明显有关[6]。拉伸

时金属转变为电介质（莫特转变[7]）也发生类似情况。根据爆炸丝实验近似的估计给出量 ρ_1^* 为很高的数值，$\rho_1^* \approx \rho_{临界} \approx \rho_0/3$，看来这一点仅对有低临界温度特征的物质是正确的。实际上在这样密度下甚至温度与电离电位相比非常小时，由于原子的电离和激发会有明显的辐射吸收。当然针对金属，这种情况必然导致与上面进行的估计相比 ρ_1^* 要大幅度的降低。

因此对于键能小于电离电位的物质即接近临界点光吸收相对弱的情况，物质加热层温度等于临界温度是入射光流密度增高时相变消失的条件。对于蒸气在 $p \sim p_{临界}$ 和 $T \sim T_{临界}$ 区，强吸收的物质相变区向物质加热层深部移动，但形式上必须认为它已不存在。

引入 ρ^* 可将问题大为简化，从而气体动力学边界参量之一是给定的：$\rho = \rho^*$。求解简化为分析三个守恒方程（21）和尤格条件（24）。公式最终可表达为

$$\begin{aligned}
&\rho_1 = \rho^*,\\
&p_1 = \frac{\Omega\rho_0}{\kappa\delta_0}\lambda_1^2,\\
&v_1 = \Omega^{1/2}\frac{\delta_0 - 1}{\delta_0}\lambda_1,\\
&D = -\Omega^{1/2}\lambda_1,\\
&T_1 = \frac{\mu\Omega\lambda_1^2}{R_0\kappa\delta_0^2}.
\end{aligned} \tag{51}$$

其中 $\delta_0 = \rho^*/\rho_0$，λ_1 为满足下面方程的无量纲参量：

$$F\lambda_1^3 + \lambda_1 + \eta = 0, \tag{52}$$

其中 $$F = \delta_0^{-2}\left[\frac{2-\kappa}{\kappa(\kappa-1)} + \frac{1}{2}\left(\delta_0^2 - 2\frac{\delta_0(\kappa-1)}{\kappa} + 1\right)\right].$$

从关系式(51)和(52)得出，气体动力学量与参量 $\eta = q_0/\rho_0\Omega^{3/2}$ 的关系是复杂的。因此有针对性地研究两个极限情况来说明我们所关心的关系的特征。

(1) $\eta \ll F^{-1/2}$，即 $q_0 \ll F^{-1/2}\rho_0\Omega^{3/2}$。此时方程(52)的解为 $\lambda_1 = -\eta(1-\eta F^{1/2}/\sqrt{3})$，对于气体动力学量（51）得到表达式

$$\begin{aligned}
&v_1 = -\frac{(1-\delta_0)q_0}{\delta_0\Omega\rho_0}\left(1 - \frac{q_0F^{1/2}}{\sqrt{3}\rho_0\Omega^{3/2}}\right),\\
&p_1 = \frac{1}{\kappa\delta_0\rho_0}\left(\frac{q_0}{\Omega}\right)^2,\\
&D = \frac{q_0}{\rho_0\Omega}\left(1 - \frac{q_0F^{1/2}}{\sqrt{3}\rho_0\Omega^{3/2}}\right),\\
&T_1 = \frac{\mu}{R_0\kappa\delta_0^2}\left(\frac{q_0}{\rho_0\Omega}\right)^2.
\end{aligned} \tag{53}$$

(2) $\eta \gg F^{-1/2}$，即 $q_0 \gg F^{-1/2}\rho_0\Omega^{3/2}$

$$\lambda_1 = -\left(\frac{\eta}{F}\right)^{1/3},$$

$$
\begin{aligned}
v_1 &= F^{-1/3}(1-\delta_0)\delta_0^{-1}\left(\frac{q_0}{\rho_0}\right)^{1/3}, \\
p_1 &= F^{-2/3}\delta_0^{-1}\kappa^{-1}\rho_0^{1/3}q_0^{2/3}, \\
D &= F^{-1/3}\left(\frac{q_0}{\rho_0}\right)^{1/3}, \\
T_1 &= \frac{\mu}{R_0}F^{-2/3}\kappa^{-1}\delta_0^{-2}\left(\frac{q_0}{\rho_0}\right)^{2/3}.
\end{aligned}
\tag{54}
$$

从形式上来看，这是从光流的临界值q_0''得出，第一种情况对应于温度$T\lesssim T_{临界}$（因为不难看出 $q_0''\sim F^{-1/2}\rho_0\Omega^{3/2}$）。由于这一原因在相平衡建立时间很长的条件下公式(53)才是正确的。然而正象上面指出的看来这种情况实际上并不能出现。第二种情况公式（54）属于温度$T>U_0/k$ 区域，可对应于键能远小于电离电位物质的实际蒸发过程。

要注意上面研究的具有透明蒸气以及超过临界点发生相变这种蒸发过程并不具有很大的普遍意义，至于公式（53）和（54）亦如此，仅有举例说明的性质。虽然根据平衡性我们引进量ρ_1^*，但因在第一电离区气体的吸收系数急剧随温度增大，光流增大时温度升高将导致 ρ_1^* 变小。此外蒸发物质的数量逐渐增加，这也导致蒸气中辐射吸收作用增强。易看出这等效于此时《吸收区》不仅播及发生蒸发的区域，而且播及包括物质运动的整个区域。涅姆契诺夫等人 [5] 曾研究过这样的过程。

2. 激光与物质相互作用的高温过程，一维运动

当辐射流密度很大时物质的温度足够高以致原子明显的电离和激发，蒸发物质开始吸收激光。吸收导致物质（等离子体）温度上升，整个过程的动力学主要由此决定。

因我们所研究的情况是使高温等离子体建立热力学平衡态的弛豫过程的特征时间远小于激光脉宽，故吸收系数可根据平衡态理论计算。例如根据泽里多维奇（Зельдович）和拉伊泽尔（Райзер）计及轫致效应和光电效应，在离子平均电荷为$\overline{Z}$的等离子体中，吸收系数K具有下列公式：

$$
K=\frac{4(2\pi)^{5/2}}{3\sqrt{3}}\frac{e^6(\overline{Z}+1)^2\overline{Z}N_0^2}{\hbar c\omega^3 m^{3/2}(kT)^{1/2}}(e^{\hbar\omega/kT}-1), \tag{55}
$$

式中 N_0 为初始原子密度，ω 为辐射频率。

在$\hbar\omega\ll kT$时唯有轫致过程对吸收有实际的贡献，因而吸收系数为（厘米$^{-1}$）

$$
K=0.70\frac{\overline{Z}(\overline{Z}+1)^2N_0^2}{\omega^2T^{3/2}}. \tag{56}
$$

激光脉冲为毫微秒脉宽时同样满足等离子体气体动力学运动发展的存在条件，这是由于表面蒸发时等离子体气体动力学运动加速的特征时间当声速 $c_1>10^6$ 厘米/秒时为

$$a/|D|c_1\leqslant 10^{-10}\ 秒.$$

因此激光作用于凝聚介质的表面时有关形成高温等离体的问题形式上可用气体动力学方程系（20）加上$\nabla q\neq 0$和边界条件(21)来描述（公式(21)中必须以 q_1——入射于蒸发边界上的光流代替 q_0）。

方程（20）在考虑到蒸气中辐射吸收时唯有以数值法求解。但做某些简化的假设，使

这些假设足够好的对应于实际发生的条件，便可成功的获得解析解。激光在稠密物质表面附近所形成的等离子体存在稳定的渐近状态是上述假设的物理基础，该状态称为《自洽状态》[18]。在这个状态中等离子体光学厚度 $\int_0^{\infty} K(x)dx$ 随时间的增加而趋向于常数 1，它由吸收系数与等离子体的密度和温度的特征关系所决定〔公式(56)〕。例如实际上若等离子体密度很小或它的温度很高则吸收系数变小，导致加热速度降低，蒸发速度增高。结果吸收系数将增加。因此激光加热等离子体必然存在某一最佳光学厚度。这一情况便可能用简单方法导出气体动力学平均值的表达式，这些表达式是入射光流密度和时间的函数。

吸收系数取下列公式：

$$K(\rho,\varepsilon) = K_0\rho^{\alpha}\varepsilon^{\beta}. \tag{57}$$

式中引进比内能 ε 代替出现于公式(56)中的温度。其次取光学厚度近似为 1，等离子层几何厚度等于声速$\left(c=[(\kappa-1)\gamma\varepsilon]^{1/2}\sim\varepsilon^{1/2}\right)$乘以时间 t，得关系式

$$K_0\rho^{\alpha}\varepsilon^{\beta}\varepsilon^{1/2}t\approx 1. \tag{58}$$

能量守恒律（因$T\gg U_0/k$，所研究的状态中可略去键能Ω）给出

$$M\left(\varepsilon+\frac{v^2}{2}\right)=q_0t, \tag{59}$$

其中 M 为等离子体质量（$M\approx\varepsilon^{1/2}\rho t$）。式（58）与（59）相结合得下列关系式：

$$\begin{aligned}&\varepsilon\approx(K_0tq_0^{\alpha})^{2/(3\alpha-2\beta-1)},\\&\rho\approx[(K_0t)^3q_0^{2\beta+1}]^{-1/(3\alpha-2\beta-1)},\\&M\approx(K_0^{-2}q_0^{\alpha-2\beta-1}t^{3\alpha-2\beta-3})^{1/(3\alpha-2\beta-1)}.\end{aligned} \tag{60}$$

在气体完全电离的特殊情况中 $\alpha=2$，$\beta=-\frac{3}{2}$，$K_0=2.18\times10^{28}Z^3\ (Z+1)^{3/2}A_0^{-1/2}$ 克$^{-1/2}$尔格$^{3/2}$，其中A_0为克原子量，(60)式给出

$$\begin{aligned}&\varepsilon\approx K_0^{1/4}q_0^{1/2}t^{1/4}\ \text{尔格/克},\\&\rho\approx K_0^{-3/8}t^{-3/8}q_0^{1/4}\ \text{克/厘米}^3,\\&M\approx K_0^{-1/4}q_0^{1/2}t^{3/4}\ \text{克/厘米}^2.\end{aligned} \tag{61}$$

用这种方法得到的结果指出可按自调节模型形式建立方程（20）的解。从关系式(61)得出的结果与两个有量纲参量 K_0和 q_0有关，按照一般的量纲理论[19]由四个量 K_0，q_0，κ，t可以建立统一的无量纲自调节模型变量，方程(20)归结为全微分方程。

为进一步研究的方便，吸收系数用密度和压力表示，根据状态方程将公式(57)中的 ε 代换为 $\varepsilon=p/(\kappa-1)\rho$；得

$$K=K_0(\gamma-1)^{-\beta}\rho^{\alpha-\beta}p^{\beta}=K_1\rho^{\delta}p^{\beta}. \tag{62}$$

无量纲变量 λ 可表达为

$$\begin{aligned}&\lambda=\xi xt^{s},\\&\xi=[K_1q_0^{\delta+\beta}]^{1/(1-3\delta-\beta)},\\&S=\frac{3\delta+\beta}{1-3\delta-\beta}.\end{aligned} \tag{63}$$

蒸发物质与真空相连的边界坐标 x_v 对应于自调节模型变量 $\lambda=\lambda_2$ 的值；令蒸发波的速度 D 等于 0：

$$
\begin{aligned}
&x_v=\lambda_2 t^{-s}\xi^{-1},\\
&\lambda_1=0.
\end{aligned}
\tag{64}
$$

气体动力学量 V，ρ，p 通过变量 λ 来表达，即 $V(\lambda)$，$R(\lambda)$，$P(\lambda)$ 具有下列形式：

$$
\begin{aligned}
&v=\xi^{-1}t^{-(s+1)}V(\lambda),\\
&\rho=q_0\xi^3 t^{3(s+1)}R(\lambda),\\
&p=q_0\xi t^{s+1}P(\lambda).
\end{aligned}
\tag{65}
$$

（65）式代入气体动力学方程组后，约去这些方程的量纲因子得到

$$
\begin{aligned}
&\frac{d}{d\lambda}(RV)+S\lambda\frac{dR}{d\lambda}+3(S+1)R=0,\\
&\frac{1}{R}\frac{dP}{d\lambda}+V\frac{dV}{d\lambda}+S\lambda\frac{dV}{d\lambda}-(S+1)V=0,\\
&(V+3\lambda)\frac{d}{d\lambda}\left(\frac{P}{R}\right)+(\gamma-1)\frac{P}{R}\frac{dV}{d\lambda}-2(S+1)\frac{P}{R}\\
&\qquad\qquad-(\gamma-1)QR^{\delta-1}P^{\beta}=0.
\end{aligned}
\tag{66}
$$

式中 $Q(\lambda)$ 是由关系 $Q(\lambda)=q(x,\ t)/q_0$ 确定的光流，在 $x=\lambda\xi^{-1}t^{-s}$ 时满足方程：

$$
Q(\lambda)=\exp\left\{-\int_{\lambda}^{\lambda_2}R^{\delta}P^{\beta}d\lambda\right\}. \tag{67}
$$

方程（66）和（67）与蒸发波前上的边界条件一起在等离子体与真空的边界上给出问题的完全的解，即与平均公式（60）不同，它同时也给出了 $0<\lambda<\lambda_2$ 区间中以未知函数 $V(\lambda)$，$R(\lambda)$，$P(\lambda)$ 表达的空间分布值。很明显真空边界上 $R(\lambda_2)=P(\lambda_2)=0$，（64）的第一个方程与关系式（65）相结合可得到量 $V(\lambda_2)=S\lambda_2$。在等离子体与凝聚物质边界上，当 $\lambda=\lambda_1=0$ 时，（21）式的第三个方程给出

$$
Q(0)=\frac{\gamma}{\gamma-1}P(0)V(0)+\frac{1}{2}R(0)V^3(0). \tag{68}
$$

该方程决定参量 λ_2 的方程系（66）和（67）成封闭的。由公式（67）看出这些参数直接由等离子体光学厚度确定。

可惜所得方程系只能用数值法加以分析。求出可以决定参数 λ_2 的气体动力学方程近似解析解对于简化分析是有意义的。

接近 $\lambda=\lambda_2$ 点（它是这些方程的奇点，因这时吸收系数 $K(\lambda_2)=K_1\rho^{\delta}p^{\beta}=0/0$）方程（66）和（67）的分析表明，$\lambda\longrightarrow\lambda_2$ 时，$dV/d\lambda\longrightarrow$ 常数，即接近 λ_2 时，$V(\lambda)$ 是 λ 的线性函数。这就可能决定量 R 和 P 在接近 λ_2 时的变化规律，它具有下列形式：

$$
\begin{aligned}
&R\sim(\lambda_2-\lambda)^{(1-\beta)/(\delta+\beta-1)},\\
&P\sim(\lambda_2-\lambda)^{\delta/(\delta+\beta-1)}.
\end{aligned}
$$

其次将近似地认为所得渐近解在整个变量变化区都是可靠的，即取

$$
V(\lambda)=V(0)\left(1+\frac{\sigma\lambda}{\lambda_2}\right),
$$

$$R(\lambda)=R(0)\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_2}\right)^{-\beta/(\delta+\beta-1)}, \tag{69}$$

$$P(\lambda)=P(0)\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_2}\right)^{\delta/(\delta+\beta-1)}.$$

这样选择的函数可直接引进气体动力学方程组(20)，之后这些方程可对充满等离子体的整个体积求积分，从 0 至 x_2 即从 0 至 x_v 积分。这一近似结果中所得的积分关系式与边界条件一起构成未知量 $V(0)$，$R(0)$，$P(0)$，$Q(0)$，λ_2 和 σ 的完整方程组。

做为例子我们研究完全电离气体：$\delta=\frac{7}{2}$，$\beta=-\frac{3}{2}$。自调节模型变量用下面关系式表达，即

$$\lambda=(K_1q_0^2)^{-1/8}xt^{-9/8},$$

而自调节模型函数表示成关系式：

$$V(\lambda)=V(0)\left(1+\frac{\sigma\lambda}{\lambda_2}\right),$$

$$R(\lambda)=R(0)\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_2}\right)^{5/2}, \tag{70}$$

$$P(\lambda)=P(0)\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_2}\right)^{7/2}.$$

其中 $V(0)=0.77$，$R(0)=0.46$，$P(0)=0.34$，$\sigma=4.25$，$\lambda_2=3.6$。量 $Q(0)$ 等于 0.75。这表明等离子体光学厚度由 $\exp\left(-\int_0^{x_v}Kdx\right)=q(0)/q_0=q_1/q_0=Q(0)$ 关系式决定，等于至 $\ln 0.75\approx 0.25$。

最后用定义(65)，对于分相表面 $x=0$ 上的气体动力学量得下列表达公式：

$$\begin{aligned}
\rho_1&=0.46K_1^{-3/8}t^{-3/8}q_0^{1/4}\ \text{克/厘米}^3,\\
v_1&=0.77K_1^{1/8}t^{1/8}q_0^{1/4}\ \text{厘米/秒},\\
p_1&=0.34K_1^{-1/8}t^{-1/8}q_0^{3/4}\ \text{尔格/厘米}^3,\\
\varepsilon&=1.1K_1^{1/4}t^{1/4}q_0^{1/2}\ \text{尔格/克},\\
T_1&=\frac{0.74A_0K_1^{1/4}t^{1/4}q_0^{1/2}}{R_0}\ K,\\
M&=0.47K_1^{-1/4}t^{3/4}q_0^{1/2}\ \text{克/厘米}^2.
\end{aligned} \tag{71}$$

不难看出公式(71)与公式(61)只差一些数值因子。

所得关系式可以确定激光等离子体基本特性与光脉冲参数的关系，即与光流密度 q_0 和脉宽的关系。我们已经看到等离子体温度随着激光脉宽的增大极缓慢地上升（$\sim t^{1/4}$）。而等离子体质量则较快的增大（$\sim t^{3/4}$）。这一情况表明等离子体的光学厚度不大，即脉冲能量非常小的一部分去加热等离子体。关系式中的指数准确地对应于等离子吸收那部分能量 $\eta=(q_0-q_1)/q_0$，对于完全电离等离子体它等于1/4。因此等离子体层比较好的透明度导致质量 $M(T)$ 比较快的增大。温度与光流密度 q_0 的关系表现得更强烈些：$T\sim q_0^{1/4}$。

因 $E=q_0\tau$，故公式(51)给出的各量可以用能量密度 E 和激光脉宽来表达，如对于等

离子体内能可采用

$$\varepsilon = 1.1 K_1^{1/4} E^{1/2} \tau^{-1/4} \tag{72}$$

的表达式。

同样，指出等离子体气体动力学能量和热能约占总能 $q_0\tau$ 的相等部分是有益处的。因此气动运动本身并不导致很大的热能损耗。气动的主要效应在于飞散引起等离子体光学厚度减小。正是这一情况妨碍了更有效的加热，即温度增加时，等离子体质量减少。

这里所研究的解析关系式在两个明显条件下成立：

$$\begin{aligned} &\varepsilon \gg \Omega, \\ &\rho < \rho_0. \end{aligned} \tag{73}$$

将 ε 和 ρ 表达式(71)代入上式，可确定理论适用的界限。给出：

$$\begin{aligned} &q_0 > 4\Omega^2 (K_1 t)^{-1/2}, \\ &q_0 < 20\rho_0^4 (K_1 t)^{3/2}. \end{aligned} \tag{74}$$

将此处得到的关系式推广到光流与时间有关的情况是很有意义的。因为实际的激光脉冲都以一定的上升前沿时间来表征。如果将脉冲前沿近似看作指数函数，即

$$q_0(t) = \varphi t^{\nu}, \tag{75}$$

那么总方程系(象在 q_0 = 常数一样)允许对应于自洽状态的自调节模型解。此时方程的公式分与 q_0 = 常数的情况完全类似，因此我们只列出 $\nu = 2$ 时得到的最终结果为：

$$\begin{aligned} \rho_1 &= 0.63 K_1^{-3/8} t^{1/8} \varphi^{1/4} = 0.63 K_1^{-3/8} t^{-3/8} q_0^{1/4}, \\ v_1 &= 0.73 K_1^{1/8} t^{5/8} \varphi^{1/4} = 0.73 K_1^{1/8} t^{1/8} q_0^{1/4}, \\ p_1 &= 0.36 K_1^{-1/8} t^{1/8} \varphi^{3/4} = 0.36 K_1^{-1/8} t^{-1/8} q_0^{3/4}, \\ M &= 0.26 K_1^{-1/4} t^{7/4} \varphi^{1/2} = 0.26 K_1^{-1/4} t^{3/4} q_0^{1/2}. \end{aligned} \tag{76}$$

由这些表达式看出考虑到光脉冲有一定的上升时间导致数值因子不大的变化。同时由简单的物理讨论可以预期与 q = 常数情况相比密度略微增加，而温度略微降低。

3. 物质二维运动的一维模型

脉宽大于 10^{-9}秒时，激光的聚焦对等离子体运动和加热的动力学有影响。此时只在时间间隔 $t < r_0/c$ 中激光与等离子体相互作用才对应于一维平面情形，其中 r_0 为焦斑半径，c 为声速，数量级上等于等离子体飞散速度。激光聚焦到凝聚物质表面时等离子体运动的真实图形是两维轴对称的，该轴垂直于通过焦斑中心的物质表面。

由于研究二维问题，在数学上是非常困难的，涅姆契诺夫[9]曾提出并研究了一维球面模型，物理上这很好地对应于光聚焦在表面上时运动的真实特征。该模型中将激光功率 Q 以球面对称分布入射到半径为 r_0的球形凝聚物质样品表面上。

从简单的物理讨论出发，很显然在聚焦辐射作用下等离子体侧面的膨胀导致准球面运动特征，结果等离子体密度下降得显然要比一维时快。因此等离子体外部区域对于入射辐射将是透明的，仅在表面层有明显的辐射吸收，表面层的运动图形尚接近平面。该层的厚度仅由问题的几何参数决定，显然必须是凝聚物质球面半径 r_0的量级，其中运动尚保持某种程度的平面性。

按照一维平面问题同样的物理讨论，此时也一定存在物质蒸发和加热的自洽状态，即

存在恒定吸收（光学厚度），此时它是具有固定厚度约为 r_0 的一层。这一情况表明，气体动力学参数一定具有稳定值，此值物理极限就是平面一维问题中的数值。

根据涅姆契诺夫 [9] 球面坐标系中一维气体动力学方程系的分析，在稳态时导出蒸发波波前上（更确切地说，气体动力学断裂面外边界上，那里等离子体运动速度等于声速）对于吸收系数的条件。该条件为

$$r_0' K(\rho,\varepsilon)=\frac{4}{\gamma+1+2\Omega/\varepsilon}, \tag{77}$$

其中 r_0' 为蒸发波波前外边界的坐标（r_0' 比 r_0 大些；在我们所研究的情况中 $r_0'=1.2r_0$）。

对于我们所关心的 $\varepsilon_1 \gg \Omega$ 情况有

$$K(\rho,\varepsilon)r_0\approx 1. \tag{78}$$

该关系式类似于一维平面运动的关系式（58），但要记住此时 $r_0=$ 常数。

当功率为 Q 的辐射聚焦在物质表面上的其焦斑半径为 r_0 时，关系式（76）是适用的。表面相距 r_0 处（即此处无吸收）取一截面，通过该截面的能流为

$$\frac{dM}{dt}\left(\varepsilon+\frac{v^2}{2}+\frac{p}{\rho}\right)=Q. \tag{79}$$

其中 $Q=\pi r_0^2 q_0$ 为总辐射流，dM/dt 为质量流（凝聚物质蒸发速度）：

$$\frac{dM}{dt}=\pi r_0^2 \rho v. \tag{80}$$

象前面一样认为在所研究的截面上等离子体速度接近声速，即 $v\approx c=[\gamma(\gamma-1)\varepsilon]^{1/2}\approx\varepsilon^{1/2}$，从关系式（79）和（80）得出

$$\rho\approx\frac{Q}{2\pi r_0^2\varepsilon^{3/2}}. \tag{81}$$

现在再用关系式（78）及如前的假设 $K=K_0\rho^\alpha\varepsilon^\beta$，对于我们所关心的气体动力学参数得到

$$\begin{aligned}
&\varepsilon\approx[(2\pi)^\alpha K_0^{-1}r_0^{2\alpha-1}Q^{-\alpha}]^{2/(2\beta-3\alpha)},\\
&\rho\approx\frac{Q}{2\pi r_0^2}[(2\pi)^\alpha K_0^{-1}r_0^{2\alpha-1}Q^{-\alpha}]^{-3/(2\beta-3\alpha)},\\
&M\approx\pi r_0^2 t[(2\pi)^\alpha K_0^{-1}r_0^{2\alpha-1}Q^{-\alpha}]^{-2/(2\beta-3\alpha)}.
\end{aligned} \tag{82}$$

对于完全电离气体 $\alpha=2$，$\beta=-3/2$ 表达式（82）所取的形式为

$$\begin{aligned}
&\varepsilon\approx 0.45K_0^{2/9}r_0^{-2/3}Q^{4/9}\ \text{尔格/克},\\
&\rho\approx 0.53K_0^{-1/3}r_0^{-1}Q^{1/3}\ \text{克/厘米}^3,\\
&M\approx 1.1K_0^{-2/9}r_0^{2/3}Q^{5/9}t\ \text{克}.
\end{aligned} \tag{83}$$

由此易看出 r_0 取固定值时等离子体内能（即温度）正比于 $Q^{4/9}\sim q_0^{4/9}$ 增加，即接近于平面问题时的规律（$\varepsilon\sim q_0^{1/2}$）增加。量 ε 也与辐射聚焦条件有重要关系，它随焦斑半径的减小正比于 $r_0^{-2/3}$ 而增大。如前面已看出的表达式（83）给出各气体动力学值的极限值，它们在 $t\gg r_0/c\approx r_0/\varepsilon^{1/2}$ 时不再与时间有关。平面气体动力学过程转化为两维稳态过程的时间间隔特征值 t' 可通过比较公式（61）和（83）中相应的量来确定，

$$t'=K_0^{-1/9}r_0^{8/9}q_0^{-2/9}. \tag{84}$$

完全电离气体 $Q=10^9$ 瓦 $=10^{16}$ 尔格/秒，$r_0=2\times10^{-2}$ 厘米，$q_0=10^{12}$ 瓦/厘米$^2=10^{19}$* 尔格/秒·厘米^2 [$K_0=2.18\times10^{29}Z^3(Z+1)^{3/2}A_0^{-7/2}$ 厘米^5 克$^{-7/2}$ 尔格$^{3/2}$] 给出 $t'=1\times10^{-9}$ 秒。

为实际使用，将公式（83）重写成更方便的形式，取 10^9 瓦（10^{16} 尔格/秒）做为功率单位，10^{-2} 厘米做为长度单位。对于氢（$Z=A_0=1$）有：

$$\begin{aligned}
&\varepsilon_H=5.3\times10^{14}r_f^{-2/3}Q_f^{4/9}\ \text{尔格/克},\\
&T_H=2.1\times10^6r_f^{-2/3}Q_f^{4/9}K,\\
&\rho_H=1.3\times10^{-3}r_f^{-1}Q_f^{1/3}\ \text{克/厘米}^3,\\
&N_H=8\times10^{20}r_f^{-1}Q_f^{1/3}\ \text{厘米}^{-3},\\
&M_H=qtr_f^{2/3}Q_f^{5/9}\ \text{克}。
\end{aligned}\tag{85}$$

其中 $r_f=10^2r_0$ 厘米，$Q_f=10^{-16}Q$ 尔格/秒 $=10^9Q$ 瓦，
N_H 为等离子体中氢离子浓度。

若略去消耗于电离的能量（这在轻原子和大光流时是允许的），则气体动力学参量与元素原子量 A_0 以及与原子序数 Z 的关系可表示为

$$\begin{aligned}
&\varepsilon=\varepsilon_HZ^{2/3}\left(\frac{Z+1}{2}\right)^{1/3}A_0^{-7/9},\\
&T=T_HZ^{2/3}\left(\frac{Z+1}{2}\right)^{-2/3}A_0^{2/9},\\
&\rho=\rho_HZ^{-1}\left(\frac{2}{Z+1}\right)^{1/2}A_0^{7/6},\\
&N=N_HZ^{-1}\left(\frac{2}{Z+1}\right)^{1/2}A_0^{1/6},\\
&M=M_HZ^{-2/3}\left(\frac{Z+1}{2}\right)^{-1/3}A_0^{7/9}.
\end{aligned}\tag{86}$$

正由这些关系式所看到的，离子的温度和密度随原子量 A_0 的增大而增高，这是由于膨胀着的等离子体惯性很大（飞散速度减小）。此时离子总数减小。由于吸收系数中数值因子在离子电荷增加时变大故温度起初升高，然后，$Z\gg1$ 时达常数值与 Z 值无关。这时离子密度随 $Z^{-3/2}$ 而减小，吸收系数（56）保持恒定值与 Z 值无关。

因此对于氘(D)，氚(T)，氦(He)和锂(Li)为

$$\begin{aligned}
&T_D=1.17T_H, && N_D=1.12N_H,\\
&T_T=1.28T_H, && N_T=1.2N_H,\\
&T_{He}=1.68T_H, && N_{He}=0.5N_H,\\
&T_{Li}=1.9T_H, && N_{Li}=0.32N_H.
\end{aligned}\tag{87}$$

最后指出此处进行的分析在显而易见的条件($P<P_0$)下是可靠的（实际上没有对子内能的条件，因在稳态方程（77）中蒸发能 Ω 可加到 ε 上）。

* 原文误为 10^{17}。——译者

结合（83）的第二个关系式给出

$$Q<8\rho_0^3K_0r_0^3,\tag{88}$$

$$q_0<3\rho_0^3K_0r_0.$$

此处所述聚焦激光加热等离子体的理论同样可用于加热小粒子问题。若粒子的直径比辐射贯穿深度大（粒子初始态是不透明的），那么等离子体气体动力学参量可按公式(83)计算，其中总光流 Q 必须用入射至粒子表面的光流 $Q'=Qd^2/r_0^2$ 代换，其中 d 是粒子半径。蒸发时间可按（83）的第三公式计算，其中必须用粒子质量代替 M。对于小尺寸粒子，公式（83）给出等离子体温度的上限。尽管小粒子加热时初始阶段过程不对称，凝聚物质全部蒸发后会出现透明性，将发生等离子体参量的对称化。这就可以发展成球对称等离子体近似理论，其中等离子体渐近参量取决于总的吸收能。

文献〔20，21〕用体平均参量研究了激光加热球对称等离子体动力学。巴索夫等人[22]和豪特(Haught)、鲍尔克(Polk)[23]的工作中较详细的研究了这一问题，他们是根据球对称气体动力学方程的自调节模型解进行这一研究。

4．大功率超短激光脉冲加热等离子体(热波)

上一节所研究的激光加热等离子体的动力学是激光脉宽大于气体动力学运动发展的特征时间的情况，因此等离子体状态及其及激光脉冲参量的关系基本上由整个气体动力学过程决定。在足够高的温度时，等离子体中电子热导过程也开始起作用，原则上方程组(20)的能量方程中必须将它补算进去。然而电子热导只导致等离子体温度、密度和速度的再分配，并不改变它的平均值。比较公式（61）和（71）便可看出，它与凝聚体边缘上这些量的数值偏差不大。

原因在于热传导的速度 v_t 随时间以 $v_t\sim t^{-1/2}$ 的规律减小。因此，以声速 c 传播的气体动力学微扰经过一定的时间必须赶上热波。前面研究的问题正是针对这一情况。

但是在大幅度缩短激光脉宽时（靠锁模激光器达到微微秒量级），甚至在大功率辐照条件下，物质的加热阶段也可能超过或近于气体动力学过程。

电子热导系数 a_e 由下面表达式[24]给出，

$$a_e=\frac{40\sqrt{2}\,\mu K(kT)^{5/2}}{\pi^{3/2}m^{1/2}e^4ZL},\tag{89}$$

式中 L 为库仑对数值($L\approx10$)。系数 μ 是考虑到等离子体的准中性和电子-电子碰撞引起的修正值，Z 不大时其数量级等于～0.2。因此，可取

$$a_e=\chi T^{5/2},$$

$$\chi=1.8\times10^{-6}\text{ 尔格/厘米·秒·}K^{7/2}.\tag{90}$$

物质中热波贯穿深度的数量级等于$(aT^{5/2}t/\rho_0C)^{1/2}$，其中 C 为比热。把此式看作等于气体动力学微扰在时间 t 传播的距离 l_κ，$l_\kappa\sim(CT)^{1/2}t$，时间 t_1 内加热机制代替气动机制，我们得到下式：

$$t_1=\frac{\chi T^{3/2}}{\rho_0C^2}.\tag{91}$$

用能量守恒定律 $l_\kappa\rho_0CT\approx q_0t$，并从关系式（71）中消去温度 T，得

$$t_1\begin{cases}\dfrac{(q_0\tau)^{1/2}\chi^{1/2}}{\rho_0C^{7/4}}, & t_1>\tau \text{ 时},\\[2ex] \dfrac{q_0\chi}{\rho_0{}^2C^{7/2}}, & t_1\leqslant\tau \text{ 时}.\end{cases} \tag{92}$$

正如卡鲁佐(Caruso)和格拉顿(Gratton)所证明的[25]，时间 t_1【公式(91)】数量级上等电子离子间能量交换时间（"热化"时间）。实际上电子热导系数量级等于 $L_e v_e \rho_0 C$，其中 l_e 为自由程，v_e 为电子速度。代入电子与离子的碰接时间（速度弛豫时间）$\tau_e \cong l_e/v_e$，并按巳知关系式 $v_e = v_i(m_i/m)^{1/2}$ 以离子速度取代 v_e，简单的运算后得

$$\frac{m_i}{m}\tau_e = \frac{\chi T^{3/2}}{\rho_0 C^2} \tag{93}$$

此式左边的数值精确到数值因子等于电子向离子能量传递时间。因此激光加热等离子体的加热阶段仅存在于电子和离子热化时间过程。原因是 $t<t_1$ 内电子和离子的平衡受到强烈的破坏，离子温度远低于电子温度。因此下面描述热传播过程时，温度 T 指的是电子温度。

根据激光吸收区中计算热电子扩散过程来研究这一问题的定性分析在文献[25—27]中给出。

跟上一节一样，设物质充满 $x<0$ 半空间，激光从 x 正方向入射，在薄层中吸收。一维平面热导方程为

$$\rho_0 C\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\chi T^{5/2}\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial x}. \tag{94}$$

取下面函数为方程（94）的解（见文献［13］）

$$T(x,t) = T_0(t)\left(1-\frac{x}{x_1}\right)^{2/5}, \tag{95}$$

此式描述了一个以速度 $v_t = dx_1/dt$ 向物质内行进的热波。严格讲只在波前附近表达式(95)才能足够精确的描述温度分布，但却非常好地表达了非线性热导介质中热传播的温度变化特征，它随温度升高而急剧增大。实际上此时在物质强加热区由于热导系数增大，从这里流出的热量加快使温度分布曲线变平滑。

在（95）解的基础上可建立 $T_0(t)$ 和 $x_1(t)$ 两个函数的方程。前一个方程表示能量守恒律，热导方程对坐标 x 积分的结果：

$$\frac{5}{7}\rho_0 C\frac{d}{dt}(T_0 x_1) = q_0. \tag{96}$$

将表达式（95）代入方程（94），并使 $x\to x_1$ 得第二个方程。经不太复杂的运算，方程取下式

$$x_1\frac{dx_1}{dt} = \frac{2}{5}\frac{\chi}{\rho_0 C}T_0{}^{5/2}. \tag{97}$$

对任意函数 $q_0(t)$ 可用普通数学方法解方程(96)和(97)。以初始条件 $x_1(0)=T_0(0)=0$ 计算，将第一个方程积分，然后将方程（97）中 T_0 消去，得出变量 $x_1(t)$ 的方程：

$$x_1{}^{7/2}\frac{dx_1}{dt} = \frac{2}{5}\left(\frac{7}{5}\right)^{5/2}\frac{\chi}{(\rho_0 C)^{7/2}}\left[\int_0^t q_0(t')dt'\right]^{5/2}. \tag{98}$$

积分此方程得出最终结果

$$x_1(t)=\left(\frac{9}{5}\right)^{2/9}\left(\frac{7}{5}\right)^{5/9}\frac{\chi^{2/9}}{(\rho_0 C)^{7/9}}\left\{\int_0^t dt'\left[\int_0^{t'}dt''q_0(t'')\right]^{5/2}\right\}^{2/9}. \tag{99}$$

做为例子研究无限短光脉冲($\tau\to 0$)

$$x_1=\left(\frac{9}{5}\right)^{2/9}\left(\frac{7}{5}\right)^{5/9}\frac{\chi^{2/9}}{(\rho_0 C)^{7/9}}t^{2/9}E^{5/9} \tag{100}$$

其中 $E=\int q_0(t)dt$。直接用关系式(96)求出温度

$$T_0=\frac{7}{5}\left(\frac{5}{9}\right)^{2/9}\left(\frac{5}{7}\right)^{5/9}(\rho_0 C\chi)^{-2/9}t^{-2/9}E^{4/9}. \tag{101}$$

由(92)中第一个关系式决定气体动力学运动的发展时间。由关系式(100)和(101)看出热波波前传播随时间增长很快变慢:$v_t=dx_1/dt\sim t^{-7/9}$。温度随时间下降比较慢($T_0\sim t^{-2/9}$)它随激光脉冲能量的增加以 $E^{4/9}$ 关系而增大。后一关系与毫微秒激光脉冲基于气体动力学计算所得结果非常类似。当运动包括整个炽热等离子体区时,直到 t_1 时刻温度下降都比较慢,这是卡鲁佐和格拉顿[25]取时间 t_1 作为炽热等离子体寿命的基础。但因时间 t_1 约等于电子向离子传递能量的时间,这就必然发生获得高离子温度这个大家所熟知的困难。

其次我们研究以下方激光脉冲:$q_0=0$,$t<0$,$t>\tau$;$q_0=$常数,$0<t<\tau$。完成(99)中的积分得出

$$x_1(t)=\left(\frac{9}{5}\right)^{2/9}\left(\frac{7}{5}\right)^{5/9}\frac{\chi^{2/9}}{(\rho_0 C)^{7/9}}\begin{cases}\left(\frac{2}{7}\right)^{2/9}q_0^{5/9}t^{7/9}, & t<\tau\text{ 时},\\ q_0^{5/9}\tau^{5/9}\left(t-\frac{5}{7}\tau\right)^{2/9}, & t>\tau\text{ 时}.\end{cases} \tag{102}$$

类似温度 T_0 为

$$T_0=\frac{7}{5}\left(\frac{5}{9}\right)^{2/9}\left(\frac{5}{7}\right)^{5/9}(\chi\rho_0 C)^{-2/9}\begin{cases}\left(\frac{2}{7}\right)^{-2/9}q_0^{4/9}t^{2/9}, & t<\tau\text{ 时},\\ q_0^{4/9}\tau^{4/9}\left(t-\frac{5}{7}\tau\right)^{-2/9}, & t>\tau\text{ 时}.\end{cases} \tag{103}$$

由这些表达式直接得出,恒定辐射流 q_0 时,等离子体温度随时间而升高,但是升高得很慢。热波传播速度也增加。指出下面情况是有意义的,在恒定辐射流时的气体动力学机制中物质的温度和加热质量(此时 $M\approx\rho_0 x_1$)与时间和光流密度的关系实际上与公式(102)和(103)中导出的结果完全相符。可以确信对于热导和气体动力学必须同时加以考虑的更复杂的中间情况,上述关系仍然成立。

正如上面指出的,公式(101)和(103)适用于 $t<t_1$。但这些关系式中可把 ρ_0 近似的看做变量,$t\approx t_1$ 时认为 ρ_0 值是时间的函数。从所得关系式看出决定其运动的物质密度 ρ_0 减小时加热层厚度几乎正比于 ρ_0^{-1} 而增大,温度实际上保持不变。这说明热导系数与等离子体密度无关,各未知量与密度的关系只与物质热容(单位体积)的减小有关。换言之,低热导物质"更易"被热波加热。

$\tau>t_1$ 时必须考虑物质的运动。泽里多维奇和拉伊泽尔[13],沙玛尔斯基(Самарский),

库尔久莫夫（Курдюмов）等人[28-30]给出了物质状态变化的总的图象。此时辐射流和总脉宽（能量）确定渐近状态。若光流小于不等式（74）给出的上限，则其极限状态是自洽的。光流很大时加热取决于电子热导。由于“截止”密度（辐射频率与等离子体朗缪尔频率相等时的密度）的存在，看来在小于公式（74）中确定的光流密度时，热导甚至也起主要作用。因此自洽状态的极限光流密度由关系式（74）给出，其中 ρ_0 必须理解为“截止”密度。

上面提及的一些文章中所进行的分析证明，比 t_1 时间小 3—5 倍时，物质的运动开始起主要作用。加热波波前前面产生密度超过 ρ_0 的压缩波。这一情况导致热波波前速度急剧降低，而物质加热质量远比从公式（99）得出的小。此时物质运动图象的细节与激光脉冲形状的关系是很强的。激光脉冲前沿较平坦时（因此压力也这样）热波波前前面的物质中输入较小的熵，若压力幅度达到很高的话（即光流密度很高）冲击波波前后面的压缩可能很大。脉冲前沿很陡时足够大的熵输入至物质中，对应于同样的压力幅度，冲击波波前后面的压缩则降低。等熵极限状态对应于热波波前上压力曲线的特定增长方式[31,32]。文献［32］中研究了用专门整形的激光脉冲球形对称辐照时获得物质超高压缩的可能性。基于惯性约束的激光核聚变系统，认为是这种工作状态[33]。此时非常清楚地知道，用高压缩可使输入等离子体的总能量大幅度的降低。

最后要指出，有关激光与等离子体相互作用问题所进行的分析工作，尽管物理上是明确的，然而过程的细节只能根据气体动力学方程与辐射输运方程及热导方程一起以数值解的方法来研究。

参 考 文 献

［1］ Райзер Ю. П. УФН, 87, 29 (1965).
［2］ Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М., Ельяшевич М. А., Имас Я. А., Романов Г. С., Павленко Н. А., ЖТФ, 36, 1273 (1966).
［3］ Уэбб. Ф., Хилтон, Г., Левин, П., Голлестран, Э., Взрывающиеся проволочки Т 2 ИЛ, 1963, 47 页.
［4］ Сахаров А. Д.. УФН, 88, 725 (1966).
［5］ Виленская Г. Г., Немчинов И. В., ДАНСССР, 186, 1048 (1969).
［6］ Volmer O., Zs. f. Elektrochem., 35, 555 (1929).
［7］ Френкель Я. И., Статистическая физика, М., 183, 257 (1948).
［8］ Глесстон С., Эдлунд М., Основы теории ядерных реакторов ИЛ, 1954.
［9］ Немчинов И. В., ПММ, 31, 300 (1967).
［10］ Caruso A., Bertotti B., Nuovo Cimento, 45B, 176 (1966).
［11］ Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н., ЖЭТф 25, 639 (1967).
［12］ Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В., ПММ, 30, 1022 (1966).
［13］ Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений М., 1966. V § 2—8.
［14］ Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред М., 1959, X § 92.
［15］ Ладау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, М., 1964. Ⅷ § 82 § 83.
［16］ Архипов Р. Г., ЖЭТФ, 43, 349 (1962).
［17］ Mott N., Nuovo Cimento, 7, 318 (1958).
［18］ Крхин О. Н., ЖЭТФ, 9, 1024 (1965).
［19］ Седов Л. И., Метод подобия и размерности в механике, М., 1967.
［20］ Басов Н. Г., Крохин О. Н., ЖЭТФ, 46, 171 (1964).
［21］ Dawson J. M., Phys. Fluids, 7, 981 (1964).

[22] Басов Н. Г., Бойко В. А., Грибков В. А., Дементьев В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. ЖЭТФ 51, 989 (1963); 54, 1073 (1968).
[23] Haught A. F., Polk C. N., Phys. Fluids, 9, 2047 (1966).
[24] Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа М., 1957, V.
[25] Caruso A., Gratton R., Plasma Phys., 11, 839 (1969).
[26] Басов Н. Г., Крюков П. Г., Захаров С. Д., Сенатский Ю. В., Чекалин С. В., IEEE Quat. Electron QE-4, 864 (1968).
[27] Sheaur J. W., Burnes W. S. Phys. Rev. Lett., 24, 92 (1970).
[28] Самарский А. А., Курдюмов С. П., Волосевич П. П., ЖВМИМФ, 5, 199 (1965).
[29] Волосевич П. П., Курбюмов С. П., Бусурина Л. Н., Курс В. П., ЖВМИМФ, 3 159 (1963).
[30] Волосевич П. П., Курдюмов Л. Н., Леванов Е. И., ПМТФ, №5, 41 (1972).
[31] Станюкович К. П., Неустановившееся движение сплошной сред, м, 1955.
[32] Nuckolls J., Wood L., Thiessen A., Zimmerman G., Nature, 232, 139 (1972).
[33] Басов Н. Г., Крохин О. Н., Вестник АНСССР, №6, 55 (1970).
[34] Болтакс Б. И., Диффузия в полупроводниках М., 1961.
[35] Басов Н. Г., Бойко В. А., Крохин О. Н., Семенов О. Г., Склизков Г. В., ЖТФ, 38, 1973 (1968).

[蔡英时译自《Физика Высоких Плотностей Энергии》, 311—353 (1974), 吴存恺校]

很强高频电场引起的反常等离子体加热

德格罗特(J. S. DeGroot)　　卡茨(J. I. Katz)

本文介绍了表明频率在等离子体频率附近的很强电场参量激发静电湍流的模拟计算和理论结果。等离子体被强烈地加热，电子得到能量的大部分。用简单的电子俘获理论解释了饱和电场。在等离子体变成湍流之后，离子模频率的实部与其线性理论值比起来发生了很大的改变。

引　言

振荡频率在等离子体频率 (ω_{pe}) 附近的电场，例如由一个很强的脉冲激光所产生的电场，能够用来加热等离子体到热核温度[1]。由于电子-离子碰撞频率随温度的升高而迅速减小，所以在这些温度下两体碰撞机制效率很低。外电磁场引起的等离子体湍流提供了另一种加热机制。Kaw 和 Dawson[2] 指出，外场足够大时会激发静电湍流。这些波的线性理论已了解得很清楚[3-5]。Kruer 和 Dawson[6] 对相当弱的外电场，即 $\eta_0 \leqslant 2$，计算了湍流引起的反常加热；这里 $\eta_0 = E_0/(4\pi nKT_{e0})^{1/2}$，$E_0$ 是外电场。

在频率和相应的等离子体密度的宽广范围内进行的几个实验，证明了反常电阻的存在。Gekker 和 Sisukhin[7]，Eubank[8]，Stenzel 和 Wong[9]，Dreicer 等[10] 曾观察到反常微波吸收。Cohen 和 Whitehead[11] 曾用强大的高频发射机使电离层局域加热。当第一个信号的强度在阈值之上时，第二个探测信号的吸收就强烈增加。Perkins 和 Kaw[12] 用高频场引起静电湍流解释了这个结果。最后，很强功率的脉冲激光实验显示出一些特征，它们表明激光引起的不稳定性加热的存在。第一，对于足够强的激光观察到了高能 X 射线 ($\gtrsim$50 千电子伏) 的产生[13,14]。第二，产生了反常高数量的中子。激光引致湍流的理论定性地预言了这两种现象。电子分布的尾部被反常加热到高能，离子也被反常加热到热核温度。

本工作的促动因素是我们对用很强的脉冲激光加热高密度等离子体感兴趣。对于波长为 1 微米的激光与 $\omega_0 = \omega_p$，相应的密度是 10^{21} 厘米$^{-3}$。对于波长为 1 微米的激光，其归一化外电场 η_0 可以做到大于 10。我们已作过这种很强电场引起反常等离子体加热的静电模拟计算。开始，外电场被加到等离子体上。于是电子和离子密度的涨落按线性理论指数增长。自洽电场俘获电子时它就饱和和衰变，结果发生迅速的电子加热。在这个初始的迅速加热之后，场又以更长的波长增长，于是等离子体进一步被加热。电子和离子都被加热，但是离子加热率低得多。在初始的场饱和之后，涨落的频率显著偏离其线性阶段的值，等离子体变成强湍性的。

我们的结果表明：对于波长为 1 微米的激光，湍流引起的碰撞频率远大于几千电子伏以上温度时的电子-离子两体碰撞频率。

线性不稳定性理论概要

我们研究的是频率 ω_0 在 ω_{pe} 附近的电场驱动的等离子体所发生的静电流体力学不稳定性。电磁波的波长假设是无限的，非相对论的和静电的物理学假设就包含了这一点。不稳定性由一起增长的电子等离子体波和离子涨落所组成。有两个不稳定性，即振荡双流不稳定性 [3] 和电子等离子体波离子声波衰变不稳定性 [4]。在振荡双流不稳定性中，高频振荡发生在 ω_0 处，低频振荡发生在零频率处。在衰变不稳定性中，高频振荡发生在 Bohm-Gross 频率处，即 $\omega_e^2=\omega_{pe}^2+3k^2v_{te}^2$，其中 $v_{te}^2=KT_e/m$；低频振荡在外场强度低的时候（$\eta_0\ll1$）发生在离子声波频率处，即 $\omega_i^2=v_{ia}^2k^2/(1+k^2\lambda_{De}^2)$，其中 $\lambda_{De}=(KT_e/4\pi ne^2)^{1/2}$，$v_{ia}^2=KT_e/M$；而在大振幅外场情形（$\eta_0>1$）离子涨落的频率在离子等离子体频率附近。

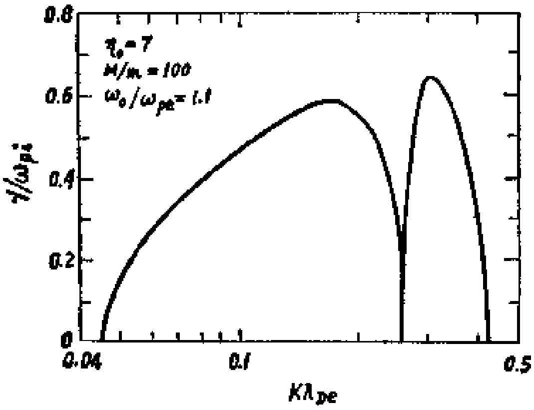


图 1　增长率与 $k\lambda_{De}$ 的函数关系

增长率作为 $k\lambda_{De}$ 的函数的一个典型结果画在图 1。条件是 $\eta_0=7$，$\frac{M}{m}=100$，$\frac{\omega_0}{\omega_{pe}}=1.1$。衰变不稳定性在 $k\lambda_{De}$ 满足 $\omega_0>\omega_e$ 时发生。这时振荡双流不稳定性增长得比衰变不稳定性快。当 $\omega_0=\omega_{pe}$ 时只有振荡双流不稳定性发生。可是随着 $\frac{\omega_0}{\omega_{pe}}$ 增加，衰变不稳定性的增长率首先增加，而振荡双流不稳定性的增长率减小。对于 $\frac{\omega_0}{\omega_{pe}}=1.3$（此时仍保持 $\eta_0=7$ 和 $\frac{M}{m}=100$），由于高频部分朗道阻尼很强以致不发生振荡双流不稳定性。最后在 $\frac{\omega_0}{\omega_{pe}}\gtrsim1.4$ 以上时两个不稳定性的增长率都陡然下降。两种不稳定性的极大增长率都是 $\gamma_{max}\sim\omega_{pi}\left(\frac{M}{m}\right)^{1/6}$。这个增长率适用于驱动场强在 $\eta_0=7$ 以上及 $\omega_0\simeq\omega_{pe}$ 的情形。

对于 $\vec{k}$ 不平行于 $\vec{E}_0$ 的波模，唯一修正是用 $\eta_0\cos\theta$ 代替 η_0，其中 θ 是 $\vec{k}$ 和 $\vec{E}_0$ 之间的夹角。在 $\eta\lesssim7$ 和 $\omega_0\sim\omega_{pe}$ 时极大增长率发生在 $\theta=0$ 处。对于更高的驱动场强，极大增长率的角度按 $\theta_{max}\,\alpha\,\cos^{-1}(7/\eta_0)$ 随场强变化。因而，对于很强的外场，波在与外场成很大的角度的方向上增长。

模　拟　模　型

用一维静电云网格模型计算了等离子体集体效应 [15]。对大量有限大小的电子和离子

在其自洽电场和外加（激光）电场作用下的运动进行了模拟追踪。每一时间步长内加到每一粒子上的外场是

$$E_s = E_0 \cos \omega_0 t, \tag{1}$$

忽略了激光场的空间分布，根据是因为激光频率与等离子体频率差不多，而电子热运动速度和振荡速度都远小于光速，以致德拜长度远小于电磁波波长。

一般在计算中用16000个电子和8000个离子，体系宽度为1024个初始$\lambda_{D,e}$，离子与电子质量比为100。大部分计算中所用的云直径等于德拜长度。模拟追踪的等离子体初始状态是空间均匀的，电子和离子具有麦克斯韦分布。这些分布是用大量的各不相同的等间隔的速度组并经过加权以反映初始麦克斯韦分布来表示的（静起动[18]）。

时间步长一般取$0.1/\omega_{p,e}$。曾经改变计算参数例如体系长度，时间步长，模拟粒子数等进行计算，对结果无重要的改变。

反常电子加热

图2显示一个典型计算中得到的等离子体温度和波能随时间的变化。温度定义为：

$$T_e \equiv m(\langle v^2 \rangle_e - \langle v \rangle_e^2), \tag{2}$$

$$T_i \equiv M(\langle v^2 \rangle_i - \langle v \rangle_i^2), \tag{3}$$

其中，$\langle\rangle_{e,i}$表示对所有电子和离子平均。还有，m和M是电子和离子的质量。计算开始阶段自洽场很小，所以电子和离子的加速主要是外场作用的结果。这个运动部分被减去，所以尽管有大振幅的有序运动，初始温度仍然保持不变。一旦加热过程开始，大振幅波使这个有序运动遭到破坏，结果从电子速度中减去正弦项的影响是使（2），（3）式所定义的温度有一个以外频率ω_0振荡的小分量。

等离子体波开始时被激发到图2所示$t=0$时的水平。自洽电场能量迅速增长直到$\nu_{pe}t=17$时达到饱和为止，这里$\nu_{pe}=\omega_{pe}/2\pi$。波增长到大振幅之前电子温度一直不变。之后它迅速增加。在温度迅速增长期间由于波中有序的电子速度被扰乱成非相干运动，所以波能衰减了。通过等离子体波俘获电子制止了波的迅速增长。图3(a)是$\nu_{pe}t=16$时的电子相空间图，此时正好在波停止增长之前。这时大部分电子已经被长波长等离子体波所俘获，并且已经被外场加速到与其振荡速度可相比较的速度。

图3(b)是在波刚坍塌（$\nu_{pe}t=22$）之后的电子相空间图。相干俘获结构已被混合和搅乱。图4是$\nu_{pe}t=22$时的电子分布函数。波的坍塌产生一个准麦克斯韦分布但是没有一个超热尾部。相反，Kruer和Dawson[6]发现对于较弱的外电场（$\eta_0 \lesssim 1$）电子加热主要发生在电子分布的尾部。

最不稳定的波俘获电子并坍塌。可是就在这些波衰减以前线性稳定波迅速增长，线性本征模不再能用来描述强非线性状态，以致使能量在不同k的模之间迅速耦合起来，而这些模在线性近似中本应该是不相耦合的。这可以被认为是湍流状态形成的定义。当这种情况发生时，线性色散关系不再能用来描写等离子体波，而波能的增长也停止。

图5画出了线性增长期间及湍流充分发展之后的电场的波长谱。线性增长期间的谱[图5(a)]在$k\lambda_{D,e}=0.23$的波长处电场模的振幅有一极大，与线性最不稳定的模极好地一

致（$k\lambda_{Deo}=0.23$）。这里 λ_{Deo} 是初始德拜长度。图 5(*b*) 是以后时间取的谱（$\nu_{pe}t=40$）。极大电场的波长已移到较长波长处，事实上，移至体系所具有的最长波长的模处，因而也许被描述得不很好。随着电子温度的增加，具有极大电场的模继续移至更长的波长处。为了想了解长时间行为，我们用更大的体系长度作了计算。电子温度继续大致以图 2(*b*) 末端所显示的速率增加。由图 5(*b*) 可见模的振幅遵从一个幂规律，即电场的空间富氏变换 $E_k=\alpha k^{\beta}$，其中 α 是一个常数，而 $\beta=-1.25\pm0.15$。关于这种行为还不理解。可是谱的幂规律在湍流状态中是经常遇到的[17]。在我们的问题中，波模与粒子强烈相互作用，结果它们不形成微标湍动。此外，一维静电湍流和三维不可压缩流体力学湍流之间本质上的差别使我们不期望有 Kolmogorov 谱[18]。

在较短波长的波坍塌之后，电子被较长波长的波加热。正如在考察相空间时所看到的那样，加热机制还是俘获。归一化驱动场强，即 $\eta(t)=E_0/[4\pi nKT_e(t)]^{1/2}$，随电子温度

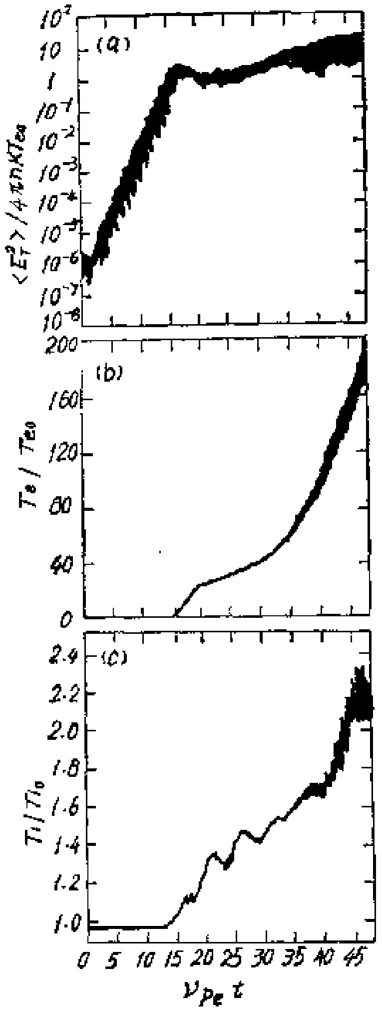


图 2　下列各量随时间的变化

(*a*) 自洽电场能位，(*b*) 电子温度，(*c*) 离子温度。图 2 至图 8 的条件是：$E_0/(4\pi nKT_{eo})^{1/2}=7$，$M/m=100$，$\omega_0=\omega_{pe}$。

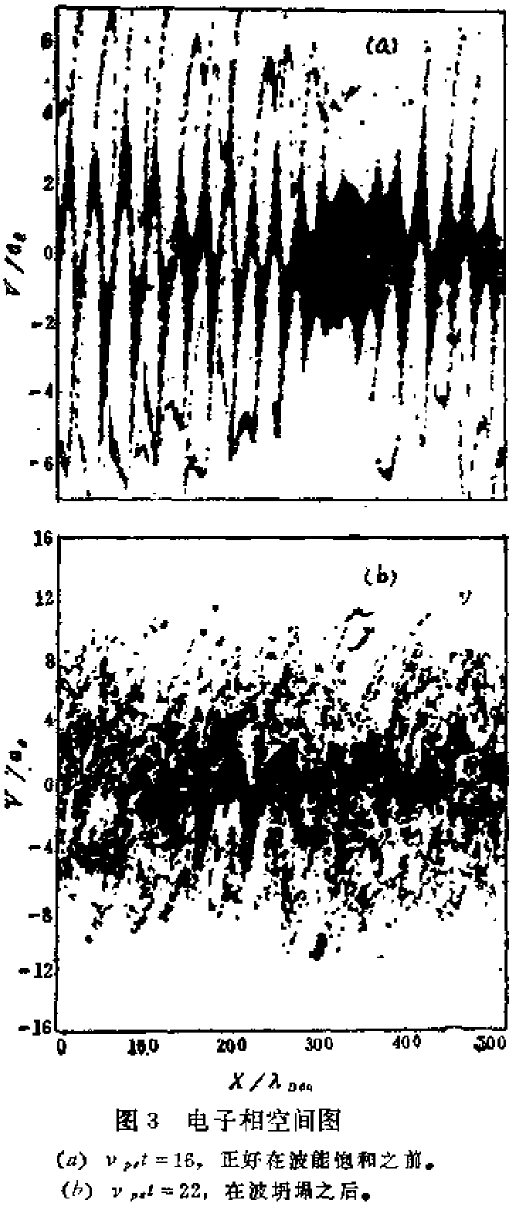


图 3　电子相空间图

(*a*) $\nu_{pe}t=16$，正好在波能饱和之前。

(*b*) $\nu_{pe}t=22$，在波坍塌之后。

其中 $a_0=(2KT_{eo}/m)^{1/2}$。

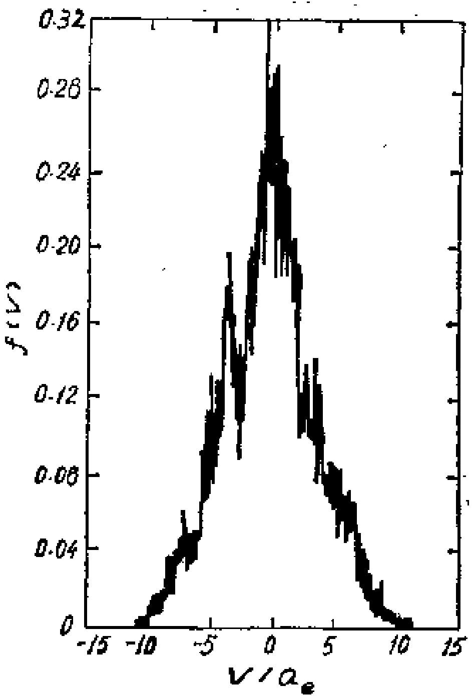


图 4　波崩塌后的电子分布函数

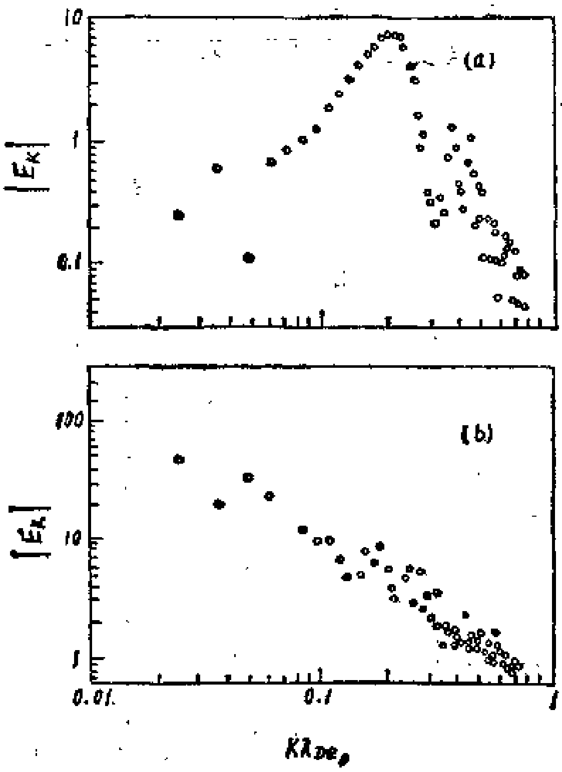


图 5　自洽电场作为 $k\Lambda_{De_0}$ 函数的波长谱

(a) 线性增长期间，(b) 湍流充分发展的时候。

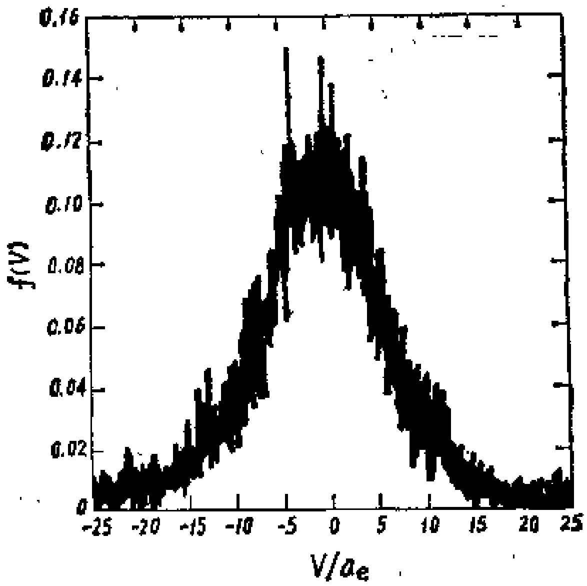


图 6　在后期加热期间（$\nu_{pe}t=18$）的电子分布函数

增加而减小。在 $\eta(t)\sim0.6$ 时，物理上实质是 Kruer 和 Dawson 提出来的较小振幅模拟的情形，所以主要是电子分布函数的尾部被加热。图 6 说明了这一点，它是 $\eta(t)=0.52$，$\nu_{pe}t=48$ 时的电子分布函数。Kruer 和 Dawson[8] 发现在弱驱动场情形，即 $\eta_0\lesssim0.6$，加热的结果产生电子分布函数的高速度尾部。在我们的强驱动场计算中，即 $\eta_0\gg1$，整个电子

分布函数被加热，但是后来，当 $\eta(t)\leqslant 0.6$ 时产生了热尾部。因此，加热特征不依赖于 $\eta(t)$ 的时间变化情况而只依赖于它的瞬时值。这一点将在以后的一篇文章中更充分地讨论。

离 子 加 热

离子是被自洽电场的低频部分加热的。图 2(c) 显示离子温度随时间的变化。在这情形中由于外场频率等于等离子体频率故只有修改的双流不稳定性被激发。在场饱和之前取空间中一点的电场作频率分析表明等离子体的行为是线性的。正如线性理论所预言的那样离子模在零频率处有一个极大，电子模在等离子体频率处有一极大。作为对照，图 7 给出了湍流等离子体的频谱分析。离子模的频率现在已移到正好在离子等离子体频率之上。在起初的电子迅速加热期间，在不到一个离子等离子体周期中电子温度大约增加 25 倍，所以离子在这个期间实际上是不动的。电子德拜长度增加，对于最大振幅的波有 $k\lambda_{De}\simeq 1.15$，于是在迅速加热之后电子不能屏蔽离子振荡。然而，每一个不稳定的离子模已经激发到很高的水平，所以我们可粗糙地期望离子以离子 Bohm-Gross 频率振荡，即 $\omega_i^2=\omega_{pi}^2(1+3k^2\lambda_{Di}^2)$。对于最快增长模 ($k\lambda_{De}=0.23$) 这个频率是 $\omega_i=1.07\omega_{pi}$，接近于由图 7 得到的 $\omega=1.2\omega_{pi}$。

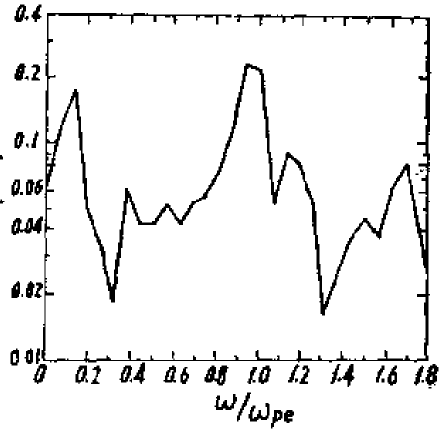


图 7 在 $x=L/4$ 处电场的频谱

L 是湍流期间的体系长度。

均匀各向同性等离子体中，离子等离子体振荡的离子朗道阻尼现象很严重。我们观察到的振荡的离子模没有被离子朗道阻尼现象所阻尼掉是因为波的相速度远大于典型的离子速度。离子模的相速度是

$$\frac{\omega}{k}\approx\frac{\omega_{pi}}{k}. \tag{4}$$

用初始德拜长度乘分子，分母，得

$$\frac{\omega}{k}\approx\left(\frac{kT_{ie}}{M}\right)^{1/2}(k\lambda_{De})^{-1}. \tag{5}$$

但是初始离子温度是等于电子温度的，对于最快增长的波有 $k\lambda_{De}=0.23$。于是我们得

$$\frac{\omega}{k}\approx 4\left(\frac{kT_{ie}}{M}\right)^{1/2}, \tag{6}$$

所以我们可以期望没有离子朗道阻尼。

电 场 饱 和

图 2(a) 表明自洽电场初始迅速增长，然后饱和。电子俘获是使电场增长减少的主要

机制。图 8 画出了由模拟计算得到的饱和场作为归一化外场强度的函数。

一个简单的俘获理论可以说明这些结果。通过令峰谷势能差等于波坐标系内的电子动能我们推断出若自洽势是

$$\phi_m \approx \frac{1}{4}\left(\frac{m}{e}\right)\left(\frac{\omega}{k}\right)^2, \tag{7}$$

那么电子将被俘获。在$\frac{\omega}{k} \gg v_{te}$时，此式可以应用，而这正是我们所考虑的情形。我们可以估计出该势为 $\phi_m \simeq E_m/k$，其中E_m是俘获波中的电场振幅。向右和向左传播的波同样地被激发，一块增长，于是求得 $\langle E_T^2\rangle = 2E_m^2$，其中 E_T 是总电场，$\langle\ \rangle$ 表示空间平均。于是我们可以预言归一化的静电场能即

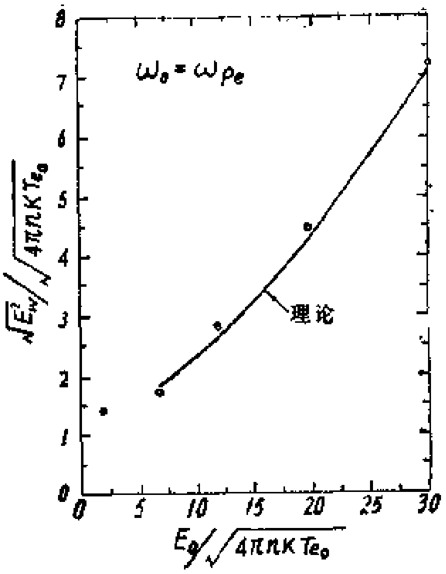


图 8　饱和时空间平均自洽电场强度作为外场强度的函数

$$\eta_s^2 = \langle E_T^2\rangle/4\pi nKT_{e0},$$

是

$$\eta_s^2 = 1/8k^2\lambda_{De0}^2. \tag{8}$$

图 8 画出了这个预言值作为归一化外场 η_0 的函数。在 $\eta_0 = 7$ 以下该理论不适用，因为相空间图表明对于较弱的外场是不完全的俘获。简单的俘获理论与模拟结果十分好地一致。因为在波坐标系中电子走过一个波长的时间内电场增长很大所以我们期望会有某些矛盾。

反常碰撞频率

激光进入等离子体的能量转移率确定电磁波的吸收长度。引入唯象的碰撞频率 ν^* 来表示这个能量转移率是方便的。为此，我们写出电子速度 v_e 的零级运动方程，

$$m\frac{\partial v_e}{\partial t} = -eE_e - \nu^* m v_e. \tag{9}$$

对于 E_e 用(1) 式，我们可以从这个方程解出 v_e。然后计算总电流，即 $J = en\,(\langle v_i\rangle - \langle v_e\rangle)$，用 E_e 乘 J，再对时间平均。我们得

$$\langle J\cdot E_e\rangle = \nu^*(\omega_{pe}^2 E_0^2/\omega_0^2 8\pi) \tag{10}$$

其中我们已假设碰撞频率远小于激光频率，即 $\omega_0 \gg \nu^*$。当然，量 $\langle J\cdot E_e\rangle$ 等于等离子体总能量密度的时间增加率$\frac{dT}{dt}$。于是求得

$$\nu^* = \frac{dT}{dt}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^2}\,\frac{8\pi}{E_0^2}. \tag{11}$$

由 (11) 式看到若等离子体能量随时间线性增长，那么 ν^* 不随时间改变。在电子最初俘获期间等离子体能量几乎随时间线性增加。在这个时间间隔反常碰撞频率作为归一化外场强度 η_0 的函数画在图 9。作为频率 ω_0 的函数画在图 10。

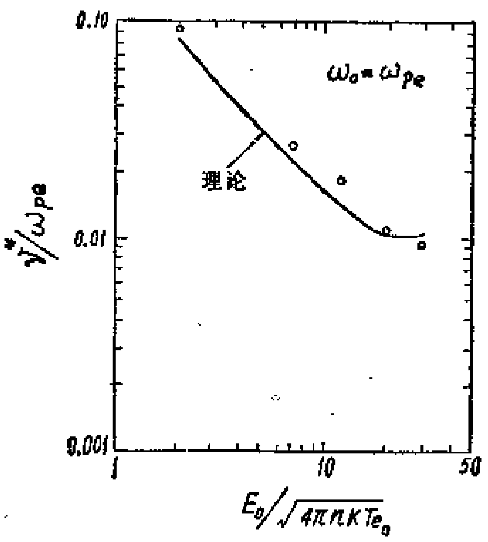


图 9 唯象的碰撞频率作为外场强度的函数

理论用的是（12）式，其中 E_T^2 取自模拟计算。

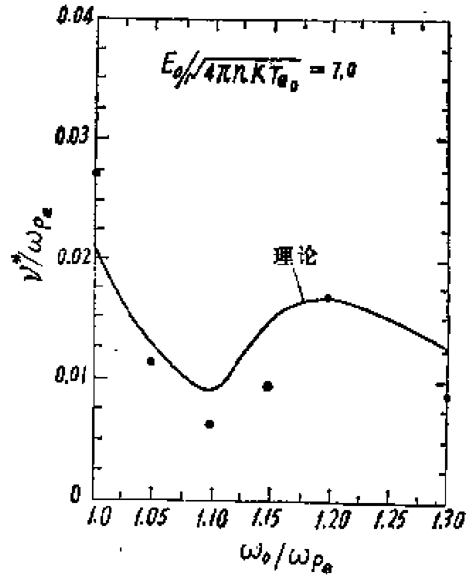


图 10 唯象碰撞频率作为外场频率的函数

我们可以用一个很简单的理论相当好地预言这些结果。正如 Kruer 和 Dawson[8] 所提出的我们期望由外场转移到电子等离子体振荡的能量转移率大致是 $2\gamma\langle E_T^2\rangle/4\pi$，其中 γ 是极大的线性增长率，$\langle E_T^2\rangle/4\pi$ 是等离子体振荡的能量密度。能量增加率于是估计为

$$\frac{dT}{dt}\approx\frac{\gamma\langle E_T^2\rangle}{2\pi}$$

用（11）式，我们得

$$\nu^*=4\gamma\left(\frac{\langle E_T^2\rangle}{E_0^2}\right)\left(\frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^2}\right) \tag{12}$$

我们使用了饱和时最大模的 $k\lambda_{De}$。在图 9 和图 10 中标以"理论"的曲线就是用这个式子算得的（其中 $\langle E_T^2\rangle$ 用的是模拟结果）。因为不能指望线性增长率能准确地描述湍流状态时进入等离子体波的能量转移率，所以图中的一致是十分满意的。

反常加热随离子质量的变化

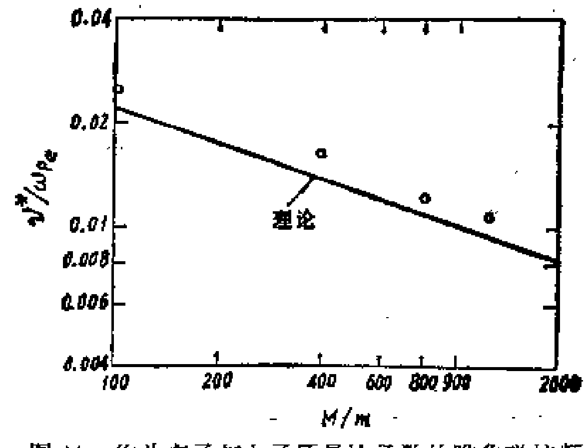


图 11 作为离子与电子质量比函数的唯象碰撞频率

图 11 画出了有效碰撞频率随离子-电子质量比 M/m 的变化。碰撞频率接近比例于 $(m/M)^{1/3}$ 变化。增长率也比例于 $(m/M)^{1/3}$ 变化。饱和场只是很弱地随质量比变化。(12) 式预言了有效碰撞频率的这个关系。

结　语

本文提出的计算机模拟和分析说明：大振幅外场驱动等离子体显示出很强的反常等离子体加热，它来自外场引起的不稳定性。结果表明加热过程中电子俘获是主要的。离子加热率远低于电子加热率。用简单的俘获理论合理地预言了饱和电场和反常碰撞频率。最后，计算表明反常碰撞频率与质量比的立方根成比例。

参 考 文 献

[1] R. E. Kidder, Nucl. Fusion, **8**, 3 (1968).

[2] P. K. Kaw and J. M. Dawson, Phys, Fluids, **12**, 2586 (1969).

[3] K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Japan, **24**, 916 (1968); J. Phys. Soc. Japan, **24**, 1152 (1968).

[4] D. Dubois and M. Goldman, Phys. Rev., **164**, 207 (1967).

[5] E. Jackson, Phys. Rev. **153**, 235 (1967).

[6] W. Kruer and J. Dawson, Phys. Fluids, **15**, 446 (1972).

[7] I. Gekker and O. Sizukhin, Zh. ETF Pis. Red. 9, 408 (1969) (JETP Lett., **9**, 243 (1969)).

[8] H. Eubank, Phys. Fluids, **14**, 2551 (1971).

[9] R. Stenzel and A. Wong, Phys. Rev. Letters, **28**, 274 (1972).

[10] H. Dreicer, D. Henderson, and J. Ingraham, Phys. Rev, Letters, **26**, 1616 (1971).

[11] R. Cohen and J. Whitehead, J. Geophys, **75**, 6439 (1970).

[12] F. Perkins and P. Kaw, J. Geophys. Res., **76**, 282 (1971).

[13] S. W. Mead, R. E. Kidder, and J. E. Swain, IEEE, J. Quantum. Electron. (to be Published).

[14] K. Buchl, K. Eidmann, P. Mulser, H. Salzmann, R. Sigel, , and S. Witkowski, *in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Ressarch* (International Atomic Energy Agency, Vienna. 1971), Vol, 1, p. 645.

[15] C. Birdsall and D. Fuss, J. Comp. Phys. **3**, 494 (1969).

[16] J. Byers and M. Grewal, Phys. Fluids **13**, 1819 (1970).

[17] R. Sagdeev and A. Galeev, Nonlinear Plasma Theory (Benjamin, New York, 1969), p. 29.

[18] L. Landau and E. Lifshitz, *fluid mechanics* (Addision-Wesley. Reading, Mass. 1959).

[应润杰译自《Phys, Fluids》, 16, 401 (1973), 徐锡申校]

共振吸收加热的电子分布

德格罗特（J.S.Degroot）　　塔尔（J.E.Tull）

本文提出了斜入射激光共振吸收的一个简化模型。利用一维半静电模拟计算程序进行的计算表明，在确定共振吸收加热的热电子分布上，考虑离子运动是极端重要的。电磁波驱动一个电子等离子体波。对于长的密度标长（$L=10^3\lambda_{De}$）的情况，这波的相速度是很大的，（$\omega/K\gtrsim10V_{th}$），以至于如果的确出现加热的话，就会产生极高能电子的超热尾部分布。然而这波的压力使密度剖面变陡，直到接近临界密度处的密度梯度标定长度是 $20\lambda_D$ 量级为止（此处定域等离子体频率等于激光频率）。因而迫使静电波具有低得多的相速度（$\omega/K\simeq2.5V_{th}$），在这种情况下，更多的电子被加热到低得多的速度。被加热电子在速度空间按指数律分布。利用一种简单理论可以证明，密度剖面变陡的这种性质适用于大多数典型激光聚变脉冲。这种变陡作用提高了临界面附近参量不稳定性的阈值。因而可以使这些参量不稳定性所产生的典型的宽范围的超热电子分布显著下降。

I. 引　　言

激光反常吸收的一个典型结果是产生很高能量的电子[1,2]。当这些电子的平均自由程大于临界半径（那里激光频率等于等离子体频率）时，它们可使正被压缩的靶丸发生预热，并使靶丸压缩过程终止[3]。这些高能电子是由高频电场供给能量的。电场是由不稳定性[4]或者共振激发[5]产生的。所以产生那么高能量的电子是由于场的典型的很高相速度。曾经指出过，保持激光强度接近阈值可以使不稳定性所产生的电子受到抑制[6]。微波实验证实了这一点[7,8]，在高的电子对离子温度比值的等离子体中加热，对于 $\eta_0\lesssim0.05$ 的情况〔比阈值 $\eta_T\simeq0.01$ 大得多，这里 $\eta=E/(4\pi nKT_e)^{1/2}$〕，等离子体中产生了加热基本上是麦克斯韦型的分布。然而高频场的共振激发没有阈值，以致本质上对于任意激光功率都可产生高能电子。当入射激光电场的一个分量是沿着等离子体密度梯度的方向，也就是当激光不是沿着垂直于密度梯度的方向入射，而偏振又在入射面内时，就产生共振激发。激光被折射而达不到临界表面，但是电场通过隧道效应到达临界表面并共振地激发等离子体波。电磁波转变为等离子体波的这种现象，最近曾从一根天线向一个很大的等离子体容器中（2 米直径和 4 米长度）发射微波（$f\simeq2\times10^9$ 赫兹，$\lambda_0\simeq0.15$ 米）测量到的[9]。在微波传播方向有一个平缓的密度梯度。已经发现，共振激发的静电波比共振区域内（那里 $\omega_0\simeq\omega_{pe}$）的电磁场大 10^3 倍。这点与电容器理论[5]所预言的增强（也就是说，对于 $L\simeq$ 100 厘米和 $\lambda_D\simeq10^{-3}$ 厘米时，$(L/\lambda_{De})^{2/3}\simeq10^3$）是非常一致的。

弗雷德贝里（Freidbery）等人[10]利用具有不动离子的一个一维静电模拟程序进行计

算，表明共振激发波可以大大增加足以捕获电子，并产生一个极高能量的超热尾部。然而自洽的离子运动即使对于小的驱动场也是非常重要的。最近进行的一个实验[11]，将准静态射频场（$f\simeq 360$ 兆赫）加到沿场方向具有密度梯度的等离子体上，这个实验的结果已表明这种情况。在共振区域范围内，激发起一个静电场。有质动力在共振地点产生一个密度空腔。空腔又捕获射频场，射波场和空腔互相加强。甚至对于 $\eta_0\simeq 0.01$ 的射频场，加强了的静电场是 $\eta\simeq 1$，它具有的联合空腔深度为 $\delta n/n\simeq 0.25$。

在最近的研究中，埃斯塔布鲁克(Estabrook)等人[12]，利用一个带有可动离子的二维电磁相对论性程序，发现可观的激光能量（$\approx 50\%$）是在紧靠临界表面的地方被吸收的。此外，他们指出强场在临界面附近导致一个很陡的密度剖面。所得到的定标长度大约是 $20\lambda_{De}$。

我们研究这问题的一个简化方案，以图搞清超热粒子的产生以及接近临界密度的密度梯度的修正作为激光功率的函数。我们利用一个熟悉的一维半的静电云网格模拟程序[13]。我们用的模拟程序也包括电子-离子碰撞的一个模型[14]。因此我们可以模拟在压缩的初始阶段，低的等离子体温度的动力学状态。

我们的结果指出，对于典型的激光功率，共振激发波捕获和加热电子。高能粒子的产额强烈地受到密度梯度的影响。这个密度标长大约是 $20\lambda_{De}$，它自洽地由共振激发的高频电场确定。这些场产生的有质动力排斥等离子体，以致保持了陡峭的密度梯度。共振激发的等离子体波的相速度粗略地正比于 $L^{1/3}$，这里 L 是密度标长。于是这个很陡峭的密度梯度导致相当低相速度的波和较低速度的被加热电子。我们发现几乎所有电子都被加热，这点与接近临界密度的参量不稳定性产生的广泛的超热电子形成明显的对照。被加热电子在速度空间接近指数律分布。最后我们发现被加热电子可以使一些离子加速到热电子速度的量级。然而这些离子只接受激光能量的一小部分。这个结果可以解释在激光等离子体实验中很高能量离子的产生。

在第Ⅱ节中，我们提出适用于激光聚变的激光参量，并指出为什么我们的一维半静电模型可以应用于斜向入射激光引起的共振激发的情况。在第Ⅲ节，提出我们的模拟模型。模拟结果在第Ⅳ节中介绍。在第Ⅴ节中总结了结果并讨论了对激光聚变的重要之点。

Ⅱ. 模拟模型的适用性

我们考虑一个电磁波斜向投射在密度单调增加的等离子体上的情况。激光电场在入射平面偏振。电磁波被密度梯度所折射，以致它不能到达临界表面，在那儿激光频率等于等离子体频率。然而一部分电磁能量通过隧道效应进入临界表面。于是一个斜向入射的电磁波导致一个沿着密度梯度方向的电场，它的频率接近临界表面处的定域等离子体频率；并且这种电磁波共振激发一个静电等离子体波。在临界表面附近，静电波的振幅[5]

$$E_s = \frac{E_0\phi(\tau)}{(2\pi k_0 L)^{1/2}}\frac{1}{[(x/L)^2+\Delta^2]^{1/2}}. \tag{1}$$

式中 E_0 是真空电磁场；$\phi(\tau)$ 在入射角的一个窄范围内量级为 1；$\tau=(k_0L)^{1/3}\sin\theta$；$\theta$ 是入射角；$L=n/(dn/dx)$；$k_0=2\pi/\lambda_0$，λ_0 是真空中的波长；$\Delta=(\lambda_{De}/L)^{2/3}$，或者是 ν/ω_{pe}，取其中较大者。这里 ν/ω_{pe} 是等离子体波的阻尼。模拟程序求解了电容器问题，也就是

说把以激光频率振荡的不依赖于空间坐标的电场 $Ed\cos\omega_0 t$ 作用于等离子体。等离子体响应场的振幅粗略地给出为

$$E_s \simeq Ed/[(x/L)^2+\Delta^2]^{1/2}. \tag{2}$$

于是在模拟程序中，我们令驱动场 $Ed=\frac{E_0\phi(\tau)}{(2\pi k_0 L)^{1/2}}$，因而程序结果能粗略地用到电磁波的斜向入射上。研究电磁波和等离子体响应波的方程，可以使这个关系更定量些。因为电磁波在临界密度附近是渐渐消逝的，我们注意到在临界密度区域中它们的振幅是以德拜长度的尺度缓慢地变化。

模拟程序以初始德拜长度 $\lambda_{De0}=\left(\frac{KT_{e0}}{4\pi n_c e^2}\right)^{1/2}$ 为长度单位和以激光频率倒数 $1/\omega_0$ 为时间单位。电磁场归一化为 $\eta=E/(4\pi n_c KT_{e0})^{1/2}$。在大多数模拟中，初始密度标长是 $L=433\lambda_{De0}$，假定一个最佳的入射角[$\phi(\tau)=1.2$]，那么对于激光强度为 2×10^{14} 到 7×10^{15} 瓦/厘米^2，初始等离子体温度为 0.5 千电子伏的情况，就给出一个归一化的 $\eta d=0.05$ 到 0.3 的驱动场。同样，在这个初始温度下，对于波长为 1 微米的（钕玻璃激光），密度标长就是 2.3 微米。与典型的密度标长比较，这是一个很短的标长，但是我们已经用过长得多的初始密度梯度标定长度，发现这个研究的主要成果与初始梯度标长基本上是无关的，这是因为剖面非线性地变得很陡峭。

Ⅲ. 模 拟 模 型

我们利用一个一维半的标准类型的云网格模拟程序去完成计算。举个典型的例子，20000 个巨电子和离子在内部的和外部的激光电场中自洽地运动。离子对电子的质量比典型地取为100:1，虽然较大的质量比被用作检验，但主要结果和质量比是无关的。时间步长是 $0.2/\omega_0$，ω_0 是激光频率。等离子体初始具有密度梯度，等离子体左边是个真空区域，供等离子体膨胀用，如图 1 中所示。粒子在等离子体的右端被反射。在右边高能电子被热电子所交换。这就成为相对冷的等离子体与激光-等离子体相互作用区接触的模型，并允许电子温度达到一个稳定态。

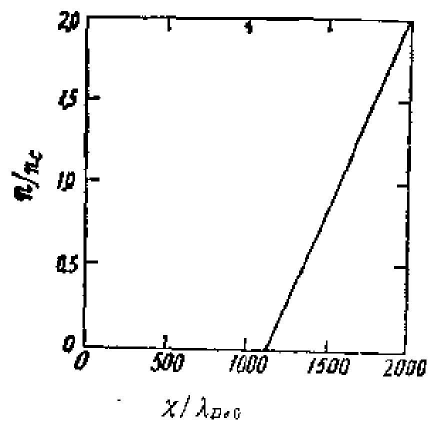


图 1 初始等离子体密度与位置的关系 n_c 是临界密度。

Ⅳ. 模 拟 结 果

一个典型的模拟结果画在图 2—5 中。密度梯度标长是 $433\lambda_{De}$，离子对电子的质量比是 $\frac{M}{m}=100$，驱动场强度 $\eta_d=0.1$。图 2 给出按空间平均的自洽电场能量随着时间的变化

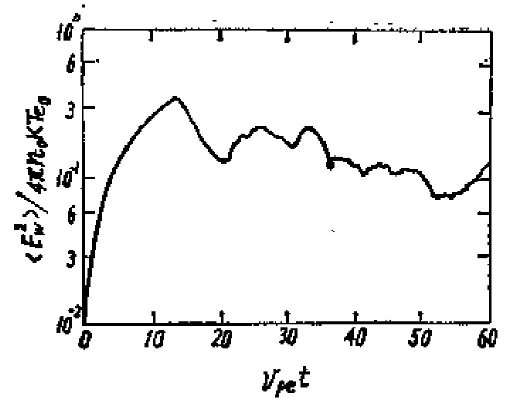


图 2　自洽电场能量随时间的变化

图 2 至图 9 的条件如下：

$$\frac{E_d}{(4\pi n_0 kTe_0)^{1/2}}=0.1,$$

$$\frac{M}{m}=100, \qquad L=433\lambda_{De0}.$$

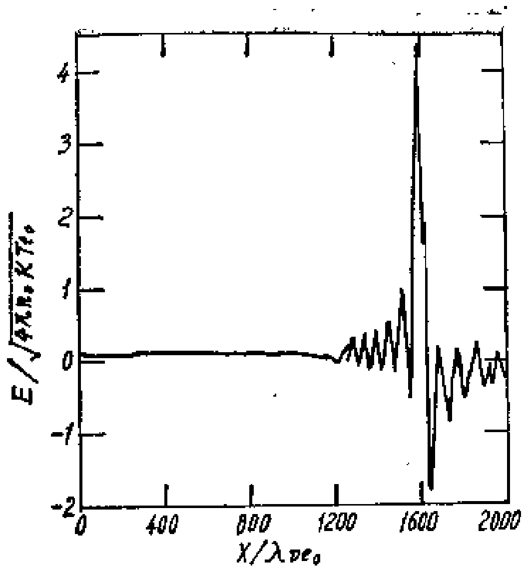


图 3　时 间$\nu_{pe}t=12$时总电场作为位置的函数

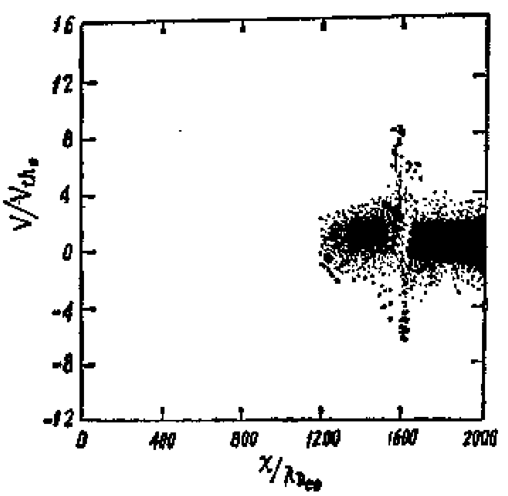


图 4　时间 $\nu_{pe}t=16$时电子相空间分布
$V_{th0}=(KTe_0/m)^{1/2}$。

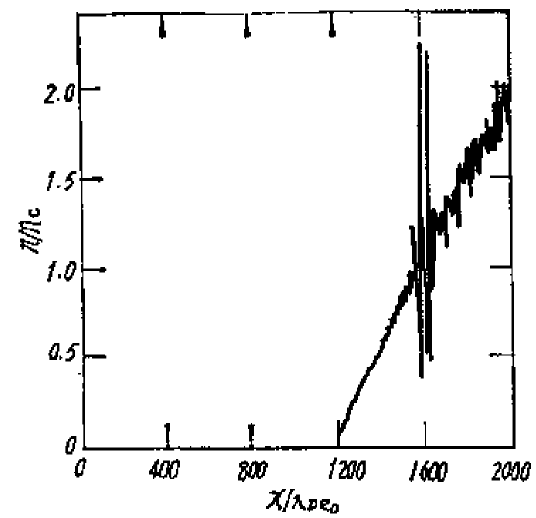


图 5　时间 $\nu_{pe}t=20$时的离子密度作为位置的函数

曲线。自洽场一直增长到 $t\simeq14/\nu_{pe}$ ($\nu_{pe}=\omega_{pe}/2\pi$) 时达到饱和，那时直接的电子加速在临界密度处已经开始。图 3 给出在时间 $t\nu_{pe}=12$ 的总电场作为 x 的函数，刚好在电子被直接加速之前。最大的振幅是 $\eta_e\simeq4.3$，或者说自洽场已增加为驱动场的 43 倍。忽略直接加速，电容器理论给出 $\eta_{最大}\simeq5.7\left[从方程 1 和 2 知 \eta_{最大}\simeq\eta_d\left(\frac{L}{\lambda_{De}}\right)^{2/3}\right]$。场稍微小些，这是由于它被直接加速所限制。$t\nu_{pe}=16$ 时的相空间分布（图 4）清楚地表示出这种直接加速。电容器理论给出 $k\lambda_{De}\simeq\left(\frac{L}{\lambda_{De}}\right)^{-1/3}\simeq0.13$，使得电子被加速到很高的速度，也就是 $\omega/k\simeq V_{th}/k\lambda_{De}\gg1$。然而静电压力是$(E_x^2/8\pi)_{最大}\simeq9nKT$，所以我们可以期望等离子体密度被自洽场强烈地修正。Valeo和 Kruer[15]曾指出：以等离子体频率振荡的一个很大的静电场导致一个自洽的离子密度降低。这种结合的实体被称为一个固粒子（Soliton）。离子密度的

降低非常快地形成。图 5 示出在时间 $t\nu_{pe}=20$ 的离子密度的空间相关分布。在临界密度处的很大的密度降低是明显的。由于等离子体喷进真空，这些结构不能继续存在。图 6 给出时间 $t\nu_{pe}=48$ 的离子密度。离子密度已经发展，广泛的密度降低已经形成。更后时间 $t\nu_{pe}=160$（图 7），离子密度已经发展成为明显的渐近形状。这是一个在 $n=0.6\,n_c$ 附近的搁板状分布加上一个陡峭的密度梯度直到 $n=1.4\,n_c$。密度标长在临界密度处大约是 $20\lambda_{De}$(电子温度已经提高到 2.1 倍）。我们已经研究了具有较大的（$L\gtrsim 4000\lambda_{De}$）初始密度梯度标定长度的情况，发现最后的密度梯度标定长度对这种驱动电场粗略地是相同的，也就是说，剖面陡峭问上，在临界密度之前形成一个搁板状分布。

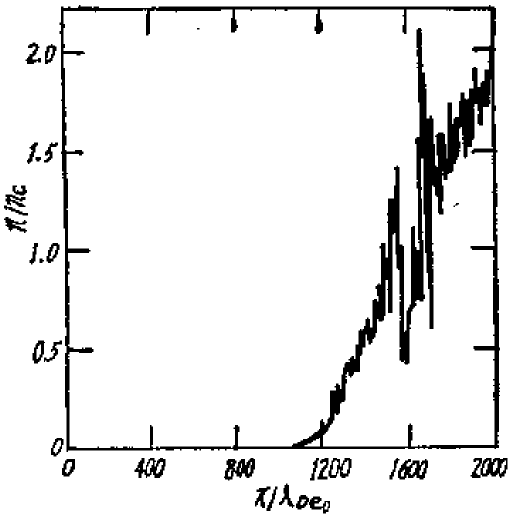


图 6　时间 $\nu_{pe}t=48$ 时离子密度作为位置的函数

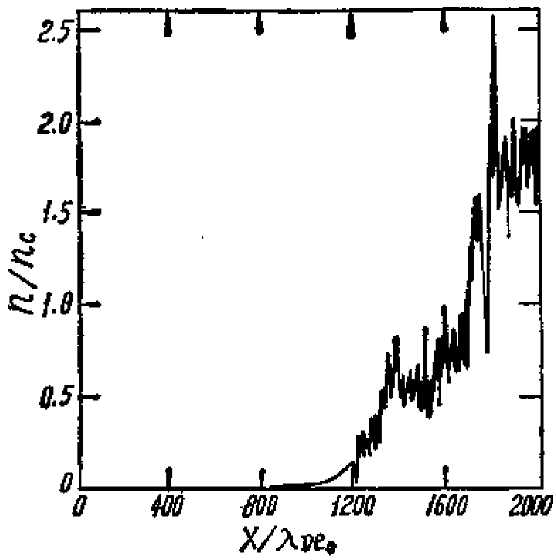


图 7　时间 $\nu_{pe}t=160$ 时离子密度作为位置的函数

这种变陡作用剧烈地修正被加热电子的分布。最初很高的相速度的电子等离子体波主要地加热电子分布的尾部。在剖面变陡以后，产生了较短波长的波，在临界区的很大一部分电子被加热了。较晚时间（$t\nu_{pe}=148$）的电子分布由图 8 给出。许多低能电子被加热，最高能的电子能量也明显地减少。电子在速度空间的分布是指数形式的。我们就 $\eta_d=0.05$到 1， 和密度标长从 $L=100\lambda_{De}$ 到 $4000\lambda_{De}$ 的情况作了计算。我们发现被加热电子的指数分布是一个不变量，仅仅改变了稳定状态的电子温度。

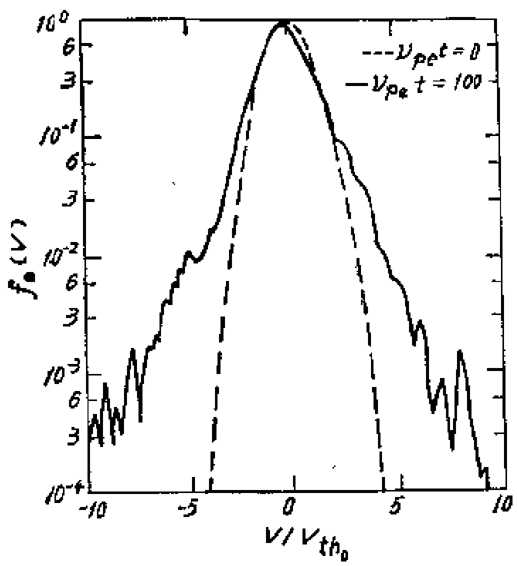


图 8　空间平均电子分布函数

我们还发现，显著数量的离子可以被加速到电子速度的量级$\left[\text{于是能量的量级为}\left(\frac{M}{m}\right)KT_e\right]$。这个结果正是所期望的，因为电子连续加速离子，直到离子以电子速度运动为止。然而激光能量给予离子的那部分仅仅是0.15，这个值非常接近 $(m/M)^{1/2}\simeq 0.1$ 的预言值。图 9 给出较晚时刻

（$t\nu_{pe}=160$）的计算的离子相空间分布。在这个时刻，离子的总动能等于初始电子能量的1.1倍。离子的这种能量基本上是从电子上所得到的膨胀能量。正如图 9 所能见到的，存在着那样的离子，它们以非常接近被加热电子的热速度在移动着。Widne[16] 等人利用一个一维流体程序，计算等离子体半空间向真空中膨胀的情况。他们发现离子的最大能量仅仅约为 $5KT_e$，而不是我们的 $E_i\simeq100KT_e$ 的预言值。我们计算中重要差别是：利用激光把能量泵入到电子中，以致那些最有效地加速离子的高能电子的能量就被保持住。

这些结果当存在电子-离子碰撞的时候基本上不变。正如所期望的，加热了低能电子，然而电子分布的尾部，如图 10 所示基本上不受影响。在模拟过程的晚期得到了这种分布，即当密度修正显然已经达到它的最后形状的时候。在这个计算中，碰撞频率是 $\nu_{ei}/\omega_0\simeq 0.01$。

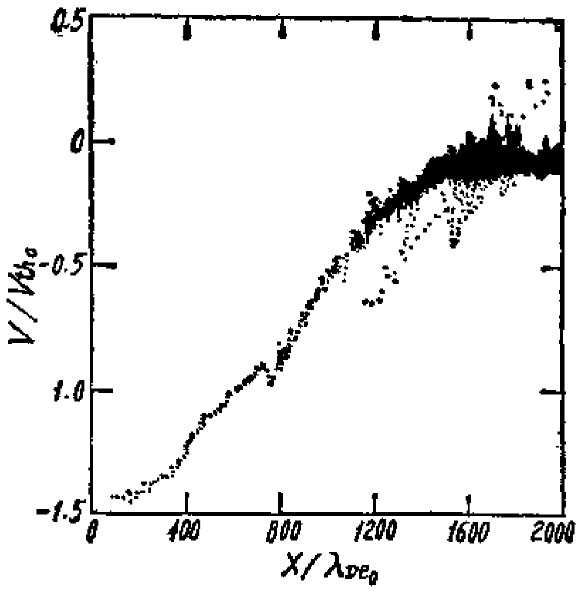


图 9 时间 $\nu_{pe}t=160$ 时离子相空间分布

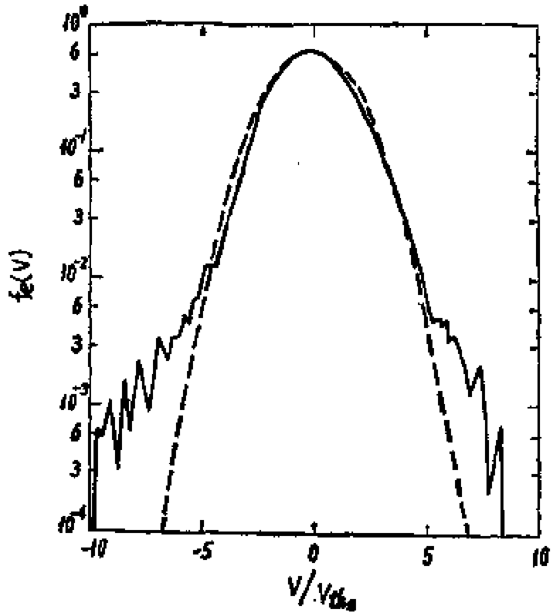


图 10 时间 $\nu_{pe}t=140$ 时空间平均电子分布函数（实线）

虚线是具有相同能量的麦克斯韦分布。除了 $\nu/\omega_{pe}=0.01$ 外，其数据和前面那些图是相同的。

我们的工作还包括了对于激光的有限频带宽度的几个模型，发现这对于被加热电子的分布影响不大。这个结果正是所期望的，因为在密度梯度的某处激光频率与当地的等离子体频率相匹配，以致要改变这些基本结果，一定需要物理上不可能有的那样大的激光频带宽度。

V. 总结及其结果在激光聚变中的应用

我们的主要结果是被加热电子在速度空间具有指数形状的分布，以及密度剖面要受到临界密度附近的静电波压力的强烈修正。这些结果与 Estabrook 等人[12] 的结果是一致的，这里把计算扩展到较长时间的情况。密度分布达到一种明显的渐近形状，它在相当于临界密度的某一分数值时是一个密度相当恒定的搁板状分布，并且很陡峭地上升到稍高于临界值

的某个密度。我们进行过的全部模拟计算（$\eta_d=0.05$ 到 1 和 $L=100$ 到 $4000\lambda_{De}$），指出这些特性。为了形成渐近的剖面所需要的时间是非常长的，密度梯度标定长度对于较低的 η_d 是比较长的，这正是我们所期望的。

下面我们将要指出：受激发静电波所引起的剖面变陡作用可应用到激光聚变中参量宽广的范围。如果激光所激发静电波引起的力密度比压力梯度引起的力密度小得多的话，也就是 $\nabla E_s^2/16\pi \ll \nabla p_e$，那么就可忽略这种变陡作用。我们可以把 $\nabla E_s^2/16\pi$ 估算为 $kE_s^2/16\pi$，其中 $k=(1/\lambda_{De}^2L)^{1/3}$，而$\nabla P_e \simeq n_e KT_e/L$。利用方程（1）我们可以估算 $E_s^2 \simeq (E_0^2/2\pi k_0 L)(L/\lambda_{De})^{4/3}$。于是找到下式

$$\frac{\eta_D^2}{8\pi k\lambda_{De}} \ll \frac{\lambda_{De}}{L}, \tag{3}$$

它是忽略变陡作用的条件。这使我们可以定义一个临界密度标长 L_c，

$$\frac{L_c}{\lambda_{De}} = \frac{8\pi k_0 \lambda_{De}}{\eta_0^2}. \tag{4}$$

通过能量守恒可把归一化激光场和电子温度联系起来。从临界表面流走的能量通量

$$q_e = n_e \int_0^\infty f(v)\frac{mv^2}{2} v dv.$$

（我们忽略了为电荷中性所需要的返回电子的通量。这种忽略仅仅是稍微改变了定量的结果）。对于一个指数分布，也就是 $f \propto e^{-v/v_0}$，得到：

$$q_e = \frac{3}{2} n_e V_{th} KT_e. \tag{5}$$

其中 $$\frac{KT_e}{2} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} (mv^2/2) f(v) dv, \qquad V_{th} = (KT_e/m)^{1/2}.$$

显然被吸收的激光能量 I_a，应该等于 q.（我们假定，沿着靶丸表面所输运的电子能量被从邻近的激光束吸收的电子能量所代替）。于是有：

$$\eta_0 = \left(\frac{3}{A}\frac{V_{th}}{C}\right)^{1/2}. \tag{6}$$

其中 A 是能量吸收系数。曾经证明[17]：能量吸收系数对于最佳入射角 $\sin\theta \simeq (1/\sqrt{2})(k_0L)^{1/3}$ 来说，是最大值，大约为 50%。于是我们取

$$\eta_0 = (6V_{th}/C)^{1/2}. \tag{7}$$

将方程(7)代到方程(4)中，得到：

$$L_c/\lambda_{De} \simeq 4. \tag{8}$$

如果我们具有一个各向同性的麦克斯韦分布，就会得到

$$L_{cM}/\lambda_{De} \simeq 8. \tag{9}$$

我们看到如果密度标长比 L_c 长得多，也就是 $L \gg L_c$，那么共振激发波引起的压力将比等离子体压力大得多。于是我们预期梯度变陡到很短的长度，正如在我们的模拟计算中所观察到的。我们不能用这个简单的理论去定量地预言渐近的密度梯度标定长度，这是因为对于如此短的密度梯度，标定长度（k）和静电场（E_s）的大小的解是不适用的。流体动力学理论被用在求解中。当密度梯度标定长度是如此之短，绝大多数的电子直接被加

速，以致必须利用那种动力学理论去预言渐近的斜率。瓦莱奥（Valeo）和克鲁尔（Kruer）[16] 分析了用如此短波长的电场直接的电子加速过程，发现甚至对于 η^2 · 1 的那种场，密度梯度标定长度限制在 $15\lambda_D$. 左右。这点与我们前面已介绍过的定性估算是合理地一致的。

应该注意到临界梯度标长对热德拜长度的比值与激光强度是无关的。接近临界密度的变陡作用对于所有的激光强度看来都是重要的。然而，如果激光到达临界区域之前它已被吸收，那么我们的假设显然是不能成立的（对于低激光强度、长的密度梯度、和高 Z 离子会发生这种情况）。同样对于较低的电子温度（也就是较低的强度），电子能量输运是由碰撞输运所确定的（这种情况发生在氢中低于几百电子伏的温度和 1 微米的激光）。于是 L_c 会稍微有点增加。

我们下面指出，变陡作用的时间正好就在典型的激光脉冲期间内。我们可以用静电压力和离子运动方程

$$M\frac{dv}{dt}=-\frac{1}{n}\nabla\frac{E_f^2}{16\pi} \tag{10}$$

去估算所需要的时间。或者还可以用 $k\lambda_{De}\simeq\left(\frac{\lambda_{De}}{L}\right)^{1/3}$ 来估算梯度，并用外部激光场表达静电场，我们找到等离子体移动距离 d 所需要的时间是：

$$t_s\simeq\frac{3}{\omega_{pi}}\left(\frac{d}{\lambda_{De}}\right)^{1/2}. \tag{11}$$

为了显著地扰动密度，等离子体必须运动几百个 λ_{De}，于是要使密度梯度变陡需要的时间是离子等离子体频率倒数的几十倍的数量级（对于 1 微米激光，$1/\omega_{pi}\simeq0.02$ 微微秒）。对于很长的初始密度梯度标定长度需要更多的时间。另外我们发现变陡的时间与激光强度无关。我们忽略了以下事实，当密度梯度剖面变化的时候，场将起变化，于是方程（11）对于变陡的时间仅仅是个粗略估计。于是等离子体密度将在远比典型的激光脉冲长度（10^{-10} 到 10^{-9} 秒）短得多的时间内变陡。

我们的模拟模型的一个重要局限性是：当密度梯度变陡的时候，真空激光电场发生变化。这点可以从改写方程（1）为如下形式

$$E_0=\frac{E_d(2\pi k_0L)^{1/2}}{\phi(\tau)}$$

看出。驱动场 E_d 在计算期间内保持恒定，但 L 减少。所以真空激光场 E_0 在计算期间也减小。在归一化驱动场 $\eta_d=0.1$ 的典型模拟过程中，密度标长从 $L_0=433\lambda_{De0}$ 减少到 $L\simeq30\lambda_{De0}$，于是 E_0/E_d 减少为原来的 0.61 倍（我们假设一个对于初始剖面的最佳入射角）。于是激光强度在计算期间减小一个因子 2.7。注意到减小强度丝毫不会改变我们的基本结论。

我们已经发展了一种新的模拟模型，做为共振吸收更加准确的模型。在这种模型中，电磁场是用流体动力学方程计算的，静电响应是用一维半的粒子程序计算的。首先，对于初始密度剖面，计算电磁场，然后利用这些场去计算静电响应。静电计算一直继续到密度剖面发生重要的改变为止。然后计算电磁场，程序重复进行。从这个模型得到的基本结果

与这里所报告的模型的结果是非常相似的。被加热电子的分布是指数形状的，在临界密度附近观察到密度分布变陡作用。差别在于发展成渐近剖面所需要的时间以及剖面的详细形状。这些计算所得的更完全的结果将在以后报道。

参 考 文 献

[1] J. Katz, J. Weinstock, W. L. Kruer, J. S. DeGroot, and P. J. Fachl, Phys. Fluids, 16, 1519 (1973).

[2] J. J. Thomson, R. J. Fachl, W. L. Kruer, and S Bodner, Phys. Fluids, 17, 973 (1974).

[3] J. Nuckolls, L. Wood, R. Thiessen, and G. Zimmerman, Nature 239, 139 (1972).

[4] K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jap., 24, 916, 1152 (1968).

[5] V. Ginzberg, *Propagation of Electromagnetic waves in plasma* (Gordon and Breach, New York, 1961), P. 377 ff.

[6] J. Nuckolls (Private communication)

[7] Paval, Ph. D. dissertation, University of California (1973).

[8] M. Porkolab, V. Arunasulam. N. Luhman. Jr. and J. Schmitt, Presented at the Fourth Annua Anomalous Absorption Conference, Lawrence Livermore Laboratory (1974).

[9] R. L. Stenzel, A. Y, Wong, and H. C. Kim, Phys. Rev Lett., 32, 654 (1974).

[10] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudsinski, Phys. Rev. Lett., 28, 795 (1972).

[11] H. C. Kim, R. L. Stenzel, and A. Y. Wong, Phys, Rev. Lett., 33, 886 (1974).

[12] K. G. Estabrook, E. J. Valeo, and W. L. Kruer, Phys. Fluids (to be published); also K. G. Estabrook, E. Valeo, and W. L. Kruer, Phys. Lett., A 49, 109 (1974).

[13] C. Birdsall and D. Fuss, J. Comput. Phys, 3, 494 (1969).

[14] R. Shanny, J. M. Dawson, and J. M. Greene, Phys. Fluids, 10, 1281 (1967).

[15] E. J. Valeo and W. L. Kruer, Phys. Rev. Lett., 33, 750 (1974).

[16] M. Widner, I. Alexeff, and W. D. Jones, Phys. Fluid, 14, 795 (1971).

[17] V. B. Gildenberg, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 45, 1978(1963) (Sov. Phys. —JETP, 18, 1359 (1964)).

[陈辅之译自《Phys. Fluids》，18，672 (1975)，徐锡申校]

共振吸收的二维相对论性模拟

埃斯塔布鲁克（K. G. Estabrook）等

在辐射能量密度 $E^2 0/4\pi nT$ 自远小于1到稍大于1的范围内对共振吸收作了模拟。吸收过程的特点是：吸收效率近似是50%，产生超热粒子，临界密度附近的密度剖面有强烈的变更。后面这个效应（在几个德拜长度的距离上有一个有限的密度变化）是由等离子体波强度和电子温度的强烈的梯度造成的。这样一个密度梯度加大了使共振吸收是有效的入射角的范围，减少了振荡双流和离子声波衰变不稳定性的影响。

Ⅰ. 引言和理论

搞清楚等离子体对激光的吸收对于激光聚变系统的设计是十分重要的[1]。众所周知由于电子-离子碰撞频率随温度升高而迅速减小所以在热等离子体中经典的逆轫致吸收变得无效。强辐射的吸收由等离子体中的集体效应确定，即辐射能变成等离子体波，等离子体波再加热粒子。

通过集体过程引起的光吸收在临界密度附近最有效地发生，在那儿局域的电子等离子体频率等于辐射频率。在这个区域中，几乎任何的离子密度的空间变化都将辐射横波和电子等离子体波耦合起来。对于在目前的许多小球设计中所使用的高强度来说，辐射的能量密度和等离子体的能量密度差不多，因此可以预料有一个强湍流状态。没有普遍适用的解析方法，广泛地应用计算机模拟来研究吸收过程。

最简单的情形是平面电磁波法向入射在平面层状等离子体上。如果辐射强度超过一个由耗散和不均匀性所确定的值[2]，那么它的电场就驱动参量不稳定性[3, 4]，此时电子等离子体波和离子密度涨落自热噪声开始指数增长。这些不稳定性的非线性行为已用一维和二维的静电计算机模拟[5, 6]及解析方法（强度在阈值附近）作了研究。这个工作已用来识别由集体过程引起的加强吸收的许多共同特征，例如非热速度分布的产生。

在一般情形中，辐射是斜入射的并且甚至是非平面的。这些复杂情形的产生来自几个考虑：必须将辐射聚焦在一个固体小球的周围的球形冕区上，一般，这意味着至少有某些光线不在径向。此外，诱导散射[8]和成丝[9]能够改变本来是法向入射的辐射的传播方向。再有，最近自流体力学模拟[10]证明临界面对于波长稍大于辐射波长的二维扰动是不稳定的。

在辐射斜入射时会产生另一个加热机构。若辐射有一部分在入射平面内偏振，那么其电场矢量在密度梯度方向 **n** 上就有一个投影。这个分量能够线性地激发导致等离子体加热的电子等离子体波。变换成等离子体振荡的功率由共振点处的“驱动”电场 $E_d=|\mathbf{B}\times\mathbf{n}|$ 决

定。这里B是辐射磁场垂直于入射平面的分量。E_d 与辐射电场的真空值(E_0)之比依赖于入射角和密度梯度标定长度 $L=(d\ln N/dx)^{-1}$,

$$E_d=\frac{E_0\phi(\tau)}{\sqrt{2\pi k_0L}}. \tag{1}$$

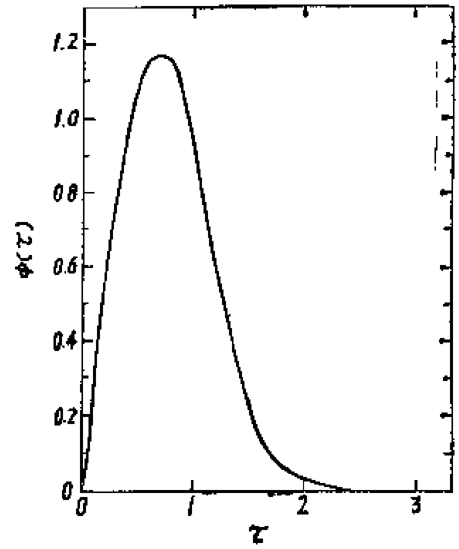


图1 将有效的等离子体波驱动场与横场强度联系起来的(1)式中所出现的共振函数 ϕ (τ)(取自文献[11])

这里已假设了一个梯度标定长度 $L\gg1/k_0$ 的线性密度剖面。无量纲参数 τ 的定义是 $\tau=(k_0L)^{1/3}\sin\theta$,其中 θ 是入射角。图1画出了冷等离子体的 $\phi(\tau)$ 函数,它取自金兹伯格(Ginzburg)一书[11]。对于最优入射角($\tau\approx0.6$),吸收分数近似是0.5。所以共振吸收作为一个吸收机构可能是重要的。

式(1)使我们能够用一个规定的电场在不均匀等离子体中共振地激发电子等离子体波的一维问题来模仿二维电磁问题的许多方面。为了计算被加速的电子的能量,必须知道等离子体波的振幅。限制波振幅的机构依赖于等离子体的温度。如果等离子体是足够热的,那么在非线性效应开始之前波的振幅被热对流所限制。这个情况下被限制的场的振幅 E (x, t) 可以通过解被驱动的等离子体波的方程而得到:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\omega_0^2\left(1-\frac{x}{L}\right)-3v_{te}^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right]E(x,\ t)=-\omega_0^2E_d\sin\omega_0t. \tag{2}$$

这里 v_{te} 是电子热速度,并且仍假设密度梯度是局域线性的。物理上可以要求波在 $x\to\infty$ 时是出射的而在 $x\to-\infty$ 时是消散的。满足这些边界条件的解是

$$E(x,t)=\left(\frac{\omega_0^2L^2}{3v_{te}^2}\right)^{1/3}E_dR_e[I\exp(i\omega_0t)], \tag{3}$$

其中

$$I(z)=\int_0^\infty d\xi\exp(i\xi^3/3-iz\xi). \tag{4}$$

z 的定义是 $z=x(\omega_0^2/3v_{te}^2L)^{1/3}$。数值求值知 I 在 $z=2.6$ 处有极大值1.7。于是热对流限制等离子体波到一个值,它满足:

$$\frac{E_T}{E_d}\lesssim1.2\left(\frac{\omega_0L}{v_{te}}\right)^{2/3}. \tag{5}$$

若等离子体的温度足够低,那么电子俘获所限制的波振幅要比热对流所限制的更低。在冷等离子体极限下波破裂的振幅能够确切地计算[13—15]。由 $v_{te}\to0$ 极限下的(2)式易见:在 $t<t_{br}$ 时,t_{br} 是波破裂的时刻,初始在 x_0 的粒子的位移 $\delta(x_0,t)$ 满足简谐振子的方程。当具有不同的 x_0 的粒子具有同一个位置时就发生波的破裂,即在 $\frac{\partial\delta}{\partial x_0}=-1$ 时。解谐振

子方程并应用这个条件得

$$v_{br}=(2v_d\omega_0 L)^{1/2}, \tag{6}$$

其中

$$v_{br}=\frac{eE_{br}}{m\omega_0}和\ v_d=\frac{eE_d}{m\omega_0}。$$

比较（5）和（6）式，并利用（1）式可说明冷波破裂，分析只是在

$$\frac{v_0}{v_{te}}\geqslant\frac{9}{\phi(\tau)}\left(\frac{L\lambda_{pe}^2}{\lambda_0^3}\right)^{1/6} \tag{7}$$

满足时才能严格地应用。其中 v_0 是一个电子在入射辐射的真空电场中的振荡速度，$\lambda_{De}=v_{te}/\omega_{pe}$。

由于密度的不均匀性，波粒子相互作用是有方向性的。被驱动的等离子体波的相位随密度增加而增加。在热等离子体情形因为波朝着密度低的方向传播所以这一点显然是对的。在冷等离子体极限，群速是零，但是 $v_{te}^2=0$ 的（2）式的解说明相位在这个方向上还是提高的。于是波粒子相互作用优先地向低密度方向加速电子。冷等离子体中共振吸收的一维静电模拟说明在 t_{br} 时的波振幅与（6）式合理地一致，并证实了电子被大振幅波朝低密度方向加速。

在用相对论性方法和允许自洽的离子运动的情形下我们作了完全二维的电磁问题的模拟，它扩充了这些早期的模拟结果。我们已经说明[16—18]对于激光聚变的小球设计中通常使用的辐射强度来说，自洽的离子运动能定性地改变结果。为了说明这个运动的根本上的重要性，我们用前面的等离子体波场的理论来估计所引起的离子密度变化的大小。简单地将单流体动量方程中的动力压和有质动力压相平衡可以得到这些密度变化的一个保守的估计，即 $\frac{\delta n}{n}\cong\langle E_p^2\rangle/4\pi nT_e$，其中角括弧（〈〉）表示对高频振荡的平均。于是由（1）和（6）式知，如果波破裂分析可以应用，那么一定有 $\frac{\delta n}{n}\gtrsim 1$（这在物理上是明显的）在热等离子体极限，由（1）和（5）式得

$$\frac{\delta n}{n}\simeq\frac{1}{6\pi^2}\left(\frac{v_0}{v_{te}}\right)^2\phi^2(\tau)\left(\frac{\lambda_0^3 L}{\lambda_{De}^4}\right)^{1/3},$$

即使对于中等的辐射强度它也有1的量级。事实上，当共振激发的波是不稳定的时候（非线性波俘获）[17,19—20]密度变化甚至大于这一估计。

在节Ⅱ简单的讨论了数值模型之后，节Ⅲ详细地描述了我们的数值研究的结果。我们的主要结果可以简短地作一总结。入射辐射的吸收分数是大的，在我们的模拟中极大值为60%。产生的加热发生在临界面附近。最重要的是由于强辐射的吸收在临界面附近产生一个密度和温度的间断（激波样的结构）结果大大改变了那里的等离子体的流体力学状态。这样一个尖锐的改变引入了许多重要的效应：（1）由于陡的密度阶梯，使得大角入射的共振吸收比未扰动时更有效。（2）随密度梯度的增加，被加速粒子的极大速度减小。（3）参量衰变不稳定性和振荡双流不稳定性的有效性减小。

Ⅱ. 计 算 模 型

模拟是用二维相对论性粒子和电磁场模拟程序ZOHAR进行的。程序的详尽的描述见文献[21]。这里作一简短的描述以利于不熟悉这样的程序的读者及弄清所研究的特殊模型。

ZOHAR一般用 5×10^4 到 5×10^5 个巨电子和巨离子来模拟等离子体，它们在内、外电磁场作用下自洽地运动。场变量用它们在数值网格上的值表示在二维空间中。每个激光周期分成30个时间“步长”。粒子的速度和位置的每一时间步长的进展都是按相对论性方式进行的。然后计算电荷和电流密度，并用它们来计算当时的场。差分格式是一种跳蛙算法。

程序在 y 方向是周期的（无限等离子体平板的一个近似），在另一方向上有可变的边条件。对于这里讨论的模拟，所用的粒子边界条件是模仿一个与温度不变的等离子体“池”相联接的自由膨胀等离子体。初始密度随 x 由零变到某个超临界值。零密度点选在离数值网格的边足够远的地方以允许等离子体自由膨胀，即在感兴趣的时间内粒子达不到真空边界。在高密度边界处强加一个准中性条件，即用一个分布为 $v_x f_m(v)$ 的相等的入射流来代替跑走的粒子。$f_m(v)$ 是初始麦克斯韦速度分布。用这些边界条件可达到一个不变的温度，使我们能够得到长时间的吸收率。

场在 y 方向当然是周期的，但是 x（开边）的边界条件的可用性并不是完全明确的，应该作一些讨论。在要求当 $|x|\to\infty$ 时有一个渐近的不变势的情况下解泊松方程。其结果对于高密度处的横场边界条件是不敏感的。因为入射辐射到达不了那个边界。在真空边界处的出射辐射边界条件对于应用来说是最困难的。宁可牺牲相当多的数值网格来将阻挡层分层，使我们能采用林德曼（Lindman）[22] 的有效的算符形式，将问题化成在边界上解几个一维波动方程。算符一般化了与 x 轴成某一角度传播的平面波（$B_z=-E_y/\cos\theta$）的出射波边界条件。事实上，在网格边界上的总磁场的计算是通过将辐射场在边界上分解成它的平面波表示，然后分别计算相应于每个出射成份的磁场 B_z（y，t），再相加而得到的。

在初始等离子体条件和辐射参数的一个范围内作了模拟。入射光的强度可以用电子在高频电场中的振荡速度来表征，它是 $eE_0/m\omega_0$，其中 E_0 是真空中的场强，ω_0 是光的频率。振荡速度范围自 8.5×10^{-3} 到 $1.5\times10^{-1}c$，对于1.06微米的辐射，它所相应的入射强度范围是自 10^{14} 瓦/厘米^2 到 3×10^{16} 瓦/厘米^2。入射光与初始密度梯度所规定的方向之间的夹角自0°变到45°。初始电子温度一般等于4千电子伏，电子和离子的温度比是3。选这个电子温度有助于电子德拜长度的分辨和减少热噪声。电子和离子的质量比是 10^{-2}，它很好地区分了电子和离子的时间尺度并有助于我们分解与离子运动有联系的行为。初始等离子体密度剖面在距离2，3，和 $6\lambda_0$ 内自零变到 $1.7n_{cr}$，其中 λ_0 是辐射在真空中的波长。这些剖面是相当陡的，但我们将说明这对于研究临界密度附近的行为不是不现实的，因为剖面会非线性地变得甚至更陡。

Ⅲ. 典型的模拟结果

作为所提出的数值结果的一个框架，我们将讨论一个典型的模拟，并且说明如何参考

理论和其他模拟来标度这些特殊的结果。在这个例子中，辐射以 24° 角入射在一个初始密度剖面上，它在 $3\lambda_0$ 的距离上自 0 线性地增加到 $1.7n_{cr}$（临界密度）。相应于 10^{16} 瓦/厘米^2 强度的 1.06 微米的激光在真空中的电场振幅是 $v_0/c=0.09$。初始电子温度是 4 千电子伏。辐射波矢量有一个正 $\hat{y}$ 分量。$\hat{y}$ 方向的周期长度是 $2.5\lambda_0$，磁场仅有 $\hat{z}$ 分量。因此电场在入射平面内，可以发生共振吸收。

辐射自左边界入射，在 $\omega_0 t=30$ 时到达临界面。于是在临界面附近有一个静电势发展起来。其大小随时间增加一直到 $\omega_0 t=100$，那时电子加热开始。正如图 2 所示和节 I 中所讨论的那样，这个加热相应于电子朝低密度方向的加速。将这个模拟的参数代入（7）式可见它正好在波破裂机构的边缘。在波破裂时刻得到的电子振荡速度值是 $v_{br}/c=0.29$，它是用（6）式求得的值的 0.6 倍。

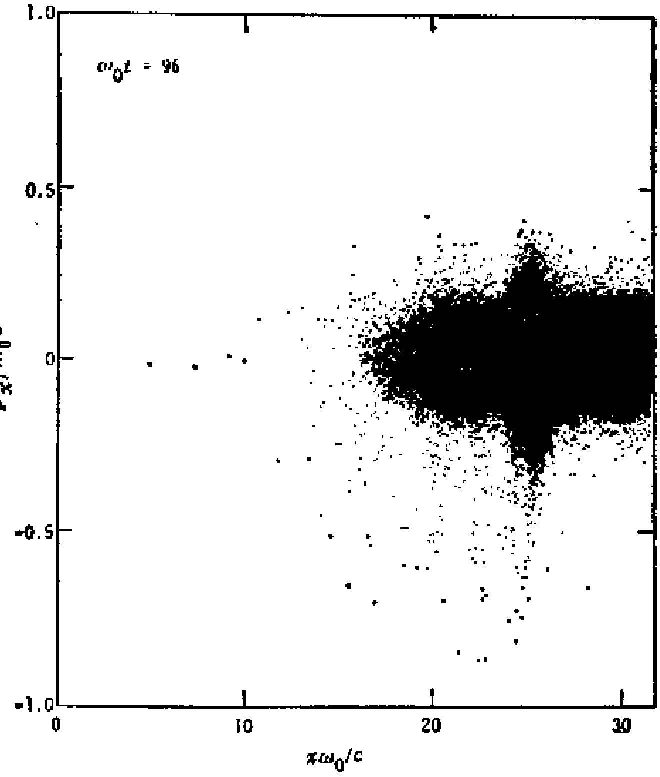


图 2　在初始加热期间典型模拟的电子相空间图（P_x 对 x）

P_x 是用 m_0c 归一化的相对论性的 x 方向的动量，其中 m_0 是静止质量。例如，$P_x=1$ 相应于 $v_x/c=0.7$，能量是 212 千电子伏。模拟参量是 $\theta=24°$，$I=10^{16}$ 瓦/厘米^2（对于 1.06 辐射），$T_e=4$ 千电子伏，密度 n 初始在距离 $3\lambda_0$ 内由 0 线性地随位置上升到 $1.7n_{cr}$。

我们发现一般（6）式给出的是波振幅的保守的上限。这正是所希望的，因为即使一个小的电子压力也会使波破裂的振幅尤其在冷等离子体时的值大大下降。共振吸收过程的这个初始的，瞬时的阶段以前已在一维静电模拟模型的基础上讨论过[14]。这个问题的一个有趣的二维方面是电子实际上并不是沿着密度梯度加速，而是与它成一角度。这不难在图 3 的速度空间图中看出。考虑到在临界面处的动量平衡这个结果是容易理解的。因为辐射是斜入射的，所以在吸收时传给等离子体的动量有一个 $\hat{y}$ 分量。这个动量流传给电子是通过共振产生的电场的 $\hat{y}$ 分量加速电子而实现的。这个分量在图 4 的等静电势线图中可清楚地

看到。造成的电流产生一个直流磁场[24,25]。这个场能够很大，对于强度为 10^{16} 瓦/厘米^2 情形可达 1 百万高斯。

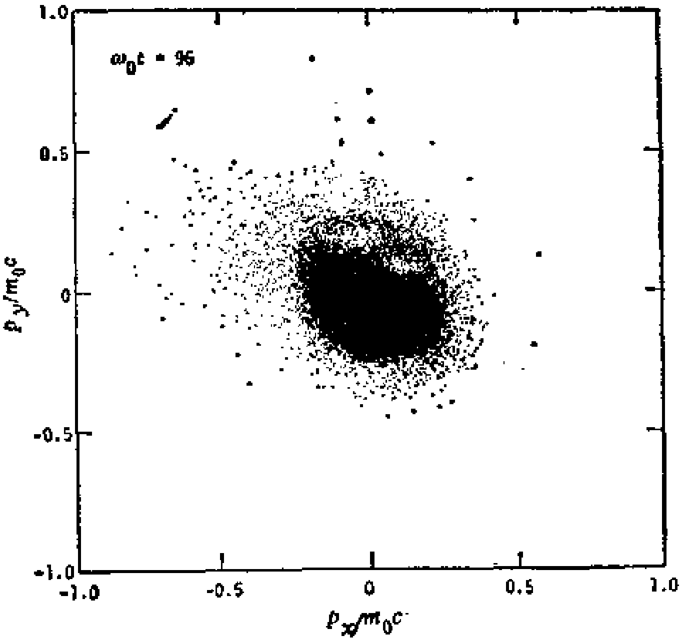


图 3 P_x 对 P_y 的电子相空间图

模拟条件与图 2 相同。它说明由于吸收斜入射辐射的结果电子的动量有一个平行于临界面的分量。

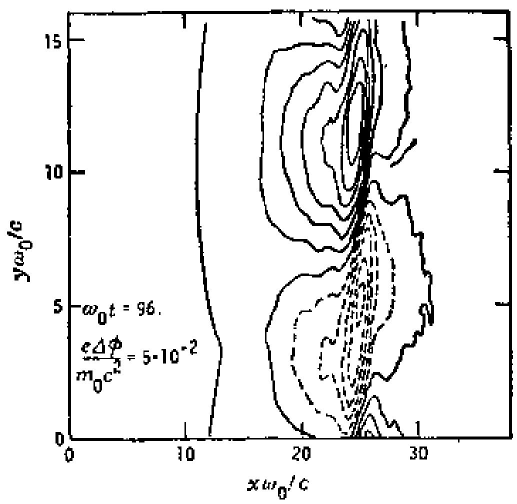


图 4 由典型模拟得到的等静电势曲线

它说明共振电场有非零的 y 分量。

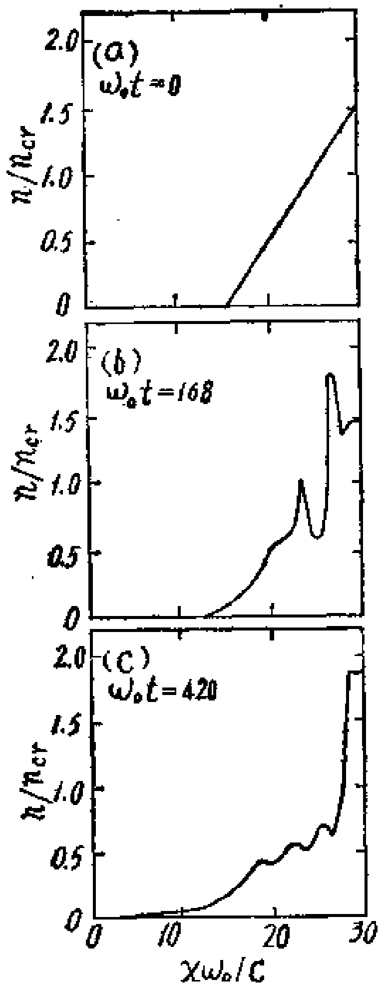


图 5 在三个特征时刻的离子密度剖面 n (x)

(a) 初始剖面，(b) 在共振场增长之后的剖面，由于大的有质动力势局域地推开了等离子体。(c) 在第二个极大吹开之后的渐近剖面，它显出特征的阶梯—平台剖面。

我们已集中注意由于强等离子体湍流和加热而引起的较长期的密度剖面的变化。这些剖面的变化是吸收过程的一个固有的特点。这样的密度改变很快就变得明显。等离子体波的有质动力和同时存在的局域加热驱动电子并通过所产生的双极势也使得离子离开共振区。在那儿产生一个密度空腔。这样的密度空腔已在最近的实验室实验中观察到[26]（泵浦场振幅即使低到 $v_0/v_{te} = 10^{-2}$ 时还有。）处于这个特征阶段的剖面画在图5(b) 中(为比较起见初始剖面画在图5 (a) 中。）密度的极大值变得超临界，因此产生一个新的共振吸

收面。这导致一个几乎完全的瞬时吸收率。以后这个密度极大随等离子体的膨胀而流走，被一个更有特征的长期的剖面所代替[见图5(c)]。剖面由一个平台和一个与其相邻接的尖锐的密度阶梯组成，在阶梯中密度大致在 15 个电子德拜长度内由亚临界变到超临界。跨越阶梯的密度跳跃是$\frac{\Delta n}{n_{cr}}\simeq 1$，临界密度近似等于平均密度。在这个阶梯上存在一个强的共振激发的场的尖峰。等离子体强度的峰值近似是两倍的等离子体热能密度，其空间伸展大约是 7—15λ_{De}。正如以前所强调的，这个强的尖峰十分类似于在均匀驱动的等离子体中非线性波坍塌的模拟中所看到的尖锐的场。

这个平台-阶梯剖面时间上的持久性最近在一维静电模拟中已证实，因为一维计算较经济，可以算更长的时间。在这些模拟中在几千个ω_{0}^{-1}之后还可看到这样的剖面。在微波实验中，在空腔形成之后也看到这种类型的剖面。此外，在激光等离子体实验中有间接证据表明它的发生。在加钦（Garching）的激光等离子体实验中[28]通过测量二次谐波的极大发射角已推算得在临界密度附近的有效密度梯度长度不到 1 微米。

Ⅳ. 密度阶梯的大小和后果

通过分析临界面处的密度及 x 方向的动量的平衡可以求得密度阶梯的大小。在随阶梯运动的坐标系中，将连续性方程和动量方程自低密度边（1)积分到高密度边（2)得跳跃条件：

$$(nv_x)_1 = (nv_x)_2, \tag{8a}$$

$$(Mnv_x^2 + nT + p_r)_1 \approx (Mnv_x^2 + nT)_2. \tag{8b}$$

这里，

$$p_r = \left(1 - \frac{n_1}{n_{cr}} - \frac{k_y^2 C^2}{\omega_0^2}\right)\frac{\langle E_1^2\rangle}{4\pi}$$

是辐射的时间平均的动量流 $\left(\langle\ \rangle = \frac{\omega_0}{2\pi}\int_t^{t+2\pi/\omega_0} dt\right)$。用守恒条件 $v_{gx}E_1^2 = C\cos\theta_0 E_0^2$，引入吸收分数 α，我们得：

$$p_r = \frac{E_0^2}{4\pi}\cos\theta_0(2-\alpha)\left(1 - \frac{n_1}{n_{cr}} - \frac{k_y^2}{k_0^2}\right)^{1/2}. \tag{9}$$

温度跳跃的大小依赖于加热过程的详情。若用 f_h 表示被加热的分布函数而用 f_c 表示进来的低温分布函数，于是两个温度定义为：

$$\frac{T_1}{m} = \int_{-\infty}^{+\infty} d^3v f_h v_x^2 \tag{10}$$

以及

$$\frac{T_2}{m} = \int_{-\infty}^{0} d^3v f_c v_x^2 + \int_0^{\infty} d^3v f_h v_x^2. \tag{11}$$

这些“温度”通过能量平衡方程相关联

$$a C\cos\theta_0 \frac{\langle \dot{E}_0^2 \rangle}{4\pi} = \frac{m}{2}\left(\int_0^{\infty} d^3 v f_h v_x^3 - \int_0^{\infty} d^3 v f_c v_x^3 \right). \tag{12}$$

为了计算（10）—（12）式，必须解动力学方程。在这里我们限于说明（8*a*）和（8*b*）式所预言的密度跳跃与观察值相一致以及确定跳跃大小随强度改变而发生的变化。由（8*a*）和（8*b*）并消去 v_2，得

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1^2 + c_1^2 + p_r/Mn_1 + [(v_1^2 + c_1^2 + p_r/Mn_1)^2 - 4v_1^2 c_2^2]^{1/2}}{2c_2^2}. \tag{13}$$

这里，$c_j = \left(\frac{T_j}{M}\right)^{1/2}$ 是 j 区的等温声速。在典型的模拟中，在 $\omega_0 t = 420$ 时观察到的值是 $n_1 = 0.6 n_{cr}$，$T_1 = 12$ 千电子伏，$T_2 = 6.5$ 千电子伏，$a = 0.55$，$v_1^2 = 1.4 \times 10^{-4} c^2$。相对速度 v_1 是这样确定的：由离子相空间图图 6 测得离子速度 $\overline{v_i} = -3 \times 10^{-3} c\hat{x}$，再加上阶梯在实验室座标系内的速度 $\mathbf{v}_s = +9.1 \times 10^{-3} c\hat{x}$。由（13）求得的比 $\frac{n_2}{n_1}$ 是 3。而由图 5 得到的观察值 $n_2 = 1.9$ 所求得的比值是 3.2。

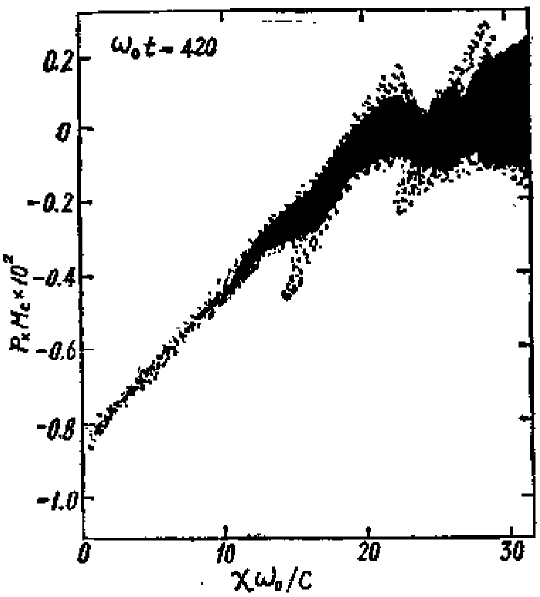


图 6　离子相空间图

它说明喷离速度的剖面及跨越临界面的平均速度的间断。

我们注意对于 10^{16} 瓦/厘米^2 的强度，比 Pr/Mnc_1^2 只是 0.3。于是即使在这个相当大的强度情形，加热导致的动量流也大于辐射压引起的动量流。如果我们用 mnv_h^3 来估计热流，用辐射动量流来表示辐射能流，我们求得 p_r 与 mnv_h^2 之比是 $[(2-a)/a]\left(\frac{v_h}{c}\right)$。于是当典型的被加热的电子的速度远小于 c 时，辐射压对压力跳跃的贡献比加热的贡献要小。这与一维静电模拟中对类似的密度阶梯所看到的相一致。

最后，我们注意基德尔（Kidder）[29] 以前曾对相似的模型作了计算，他只考虑了与吸收相联系的辐射动量沉积效应。在这情形中所用的分析的一个重要特点是预言了在低强度时 $\frac{\delta n}{n} \approx E$ 而不是等于 E^2。在 $\frac{\delta n}{n} \ll 1$ 时阶梯大小的这个加强是来自压力扰动和声波模之间的共振。其所以在很低强度时发生这个加强是因为在没有任何外力时自由膨胀等离子体流是以声速通过任一固定密度点的（包括临界密度）。

在临界面处存在这样一个阶梯对吸收过程有几个定性的影响。首先斜入射的辐射更容易到达临界面，因此能使线性变换是有效的入射角要比无扰动剖面所预言的值要大。这一点可以从（1）式定性地看到。虽然这个方程是在 $k_0 L \gg 1$ 的极限下推得的，但是它说明了当 L 减小时等离子体振荡的有效驱动场在更大的入射角范围内有值得重视的值，当然此时要求有更大的入射角。在典型的模拟中时间平均的吸收是 55%。在我们的模拟中观

察到的极大吸收是60%，但是我们还没有系统地研究参数空间以达到最优吸收。最近有一些具有阶梯类型的剖面但离子固定的模拟表明可能有高到90%的吸收。

变陡的第二个重要的结果是使共振加热的电子的能量减小。这一点是重要的，因为高能粒子对激光聚变可能产生有害的结果[1]。由于电子在流中被加速到速度$\approx 2v_{\phi r}$，所以它们的极大动能是$\approx 2mv_{\phi r}^2$。如果分布函数的尾部是平缓的，那么被加速电子的能量是其极大值的三分之一——实际上是更小一点。在模拟中即使初始用短的梯度，随着梯度的变陡能量的减少也是大的。图7（a）和图7（b）分别画出了典型模拟的等离子体波场的极大值及被加热电子能量的极大值和时间的关系。被加热电子能量的极大值在$\omega_0 t=100$时自其峰值$0.7m_0c^2$大大下降。在这个初始减少之后，随着剖面从初始的线性形式到最后的平台阶梯形状的变化能量极大值作了几次振荡。在后期的能量极大值大致是在$\omega_0 t=4\times 10^2$时的$0.45m_0c^2$。图8是被加热电子的分布函数，有一个伸展的尾部，它是集体加热过程产生的分布函数的典型特点。

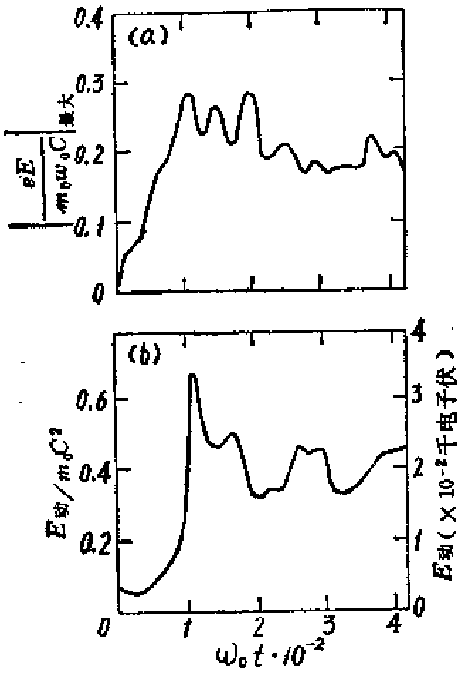


图7　由典型模拟得到的（a）极大电场和（b）最高能量的电子的动能的时间依赖

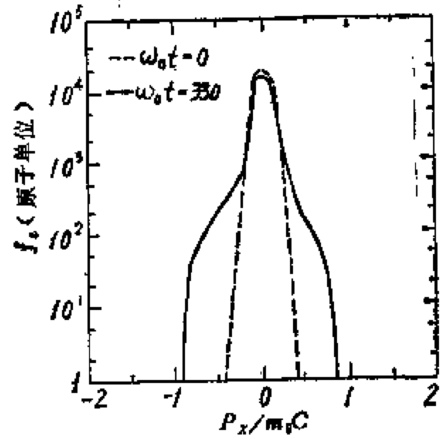


图8　被加热电子分布函数（实线）与初始麦克斯韦分布函数（虚线）的比较，说明有一个伸展的高能尾部

作为电子能量减少的重要性的一个例子，我们考虑强度为10^{16}瓦/厘米²的光以最佳入射角入射在温度为1千电子伏的等离子体上时共振加热的电子的能量。如果梯度由自由膨胀确定（$L\cong 10^2\lambda_0$），那么(6)式预言的平均能量的量级为1百万电子伏！可是在变陡之后，观察到的（自0.6量到$1.6n_{cr}$）的密度梯度标度长度是7—15λ_{De}。将$k_0L=1$代入（6）式并估计平均热电子能量$\frac{1}{2}mv_{\phi r}^2$，得到加热的温度为25千电子伏，它与由电子分布函数尾部的斜坡算得的温度大致符合。我们注意在受到波流动限制的情形中，由于波向低密度方向传播，等离子体波的相速减小，所以被加热电子的能量能够通过非局域的能量沉积而减小[31]。

最后，变陡的第三个重要的结果是沿激光电场方向的参量不稳定性的减弱。正如珀金斯（Perkins）和弗利克（Flick）[2]所说明的那样，这些不稳定性的阈值强度随着密度梯度的增加而增加。这个增加在物理上似乎是有道理的，因为如果梯度是大的，那么电子和

离子涨落的参量增长只能发生在一个有限的区域上。并且由于波能迅速地流出共振区进一步阻碍了这个增长。对于典型的模拟，静电势基本上是共振吸收所预期的。不稳定性产生的影响可以在光法向入射的模拟中更清楚地估价。

对于法向入射，密度剖面有较不显著的变化。图 9 是由模拟得到的变陡的密度剖面，用的参数与节Ⅱ中所讨论的相同，只是现在 $\theta=0°$。在这个变陡的剖面中时间平均的吸收是 15%。这个吸收分数与对变陡剖面中不稳定性加热情形所作的估计差不多，即 $\alpha\approx\nu^{*}/\omega_0$，其中相互作用长度是几个 c/ω_0，在高强度时 $\nu^{*}\approx 0.1\omega_0$。这个加热主要发生在垂直于密度梯度的方向，但在 $\hat{x}$ 方向也有一点加热。如图 10 所示 $\hat{y}$ 方向的被加热的电子的分布与共振吸收所产生的被加热的电子分布是可以比较的。

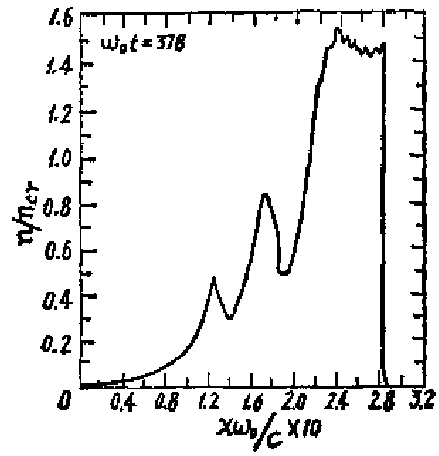


图 9 离子密度 $n(x,t)=\frac{1}{L_y}\int dyn(s,y,t)$ 与 $x\omega_0/c$ 的关系

强度是 10^{16} 瓦/厘米^2 (1.06微米)的辐射法向入射在电子温度为 4 千电子伏的等离子体上。初始电子-离子温度比 $\frac{T_e}{T_i}=3$，体系宽度 $L_y=5\lambda_0$，这个Y度能允许振荡双流和参量衰变不稳定性的长波长 ($k_y\lambda D_e\approx 0.1$) 模增长。初始密度随位置线性地变化，由在 $x\omega_0/c=9.4$ 处的 $n=0$ 增加到 $x\omega_0/c=28$ 处的 $n=1.7n_{cr}$。在右边界等离子体以初始温度被再发射。由于参量不稳定性的加热产生如图所示的阶梯样的剖面。第二个极大是由不完全吸收和布里渊散射形成的驻波强度分布所造成的。

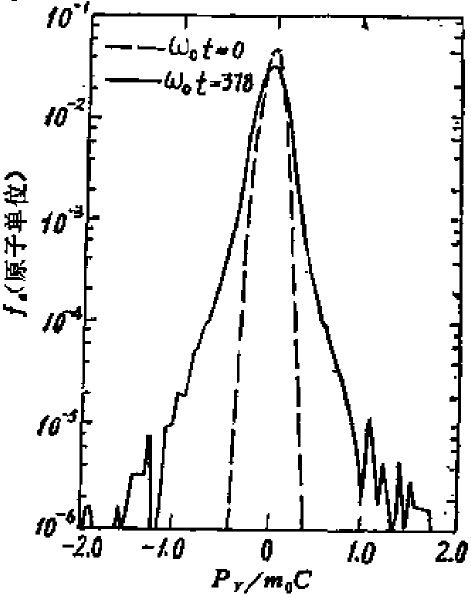


图 10 被加热的电子分布函数（实线）和初始电子分布函数(虚线) $f_e(p_y/mc_0)$

它们得自图 9 所描述的计算。在同样强度的条件下，参量不稳定性加热电子所达到的能量要比共振吸收情形离一点。

要定量地确定不稳定性加热和共振吸收的混合吸收与入射角的关系还需要做许多工作。这些模拟允许我们作一粗糙的估计。图 11 说明时间平均吸收与 θ 之间的关系。所有这些模拟用的是同样的强度（10^{16} 瓦/厘米^2），初始密度剖面是相当短的（在 $3\lambda_0$ 内由 0 上升到 $1.7n_{cr}$）。吸收分数 α（在自洽剖面内）在 $\theta=24°$ 处有一个单极大。在这个角度吸收基本上都是属于共振吸收。$\alpha(\theta)$ 的角依赖和大小定性地与变陡剖面中共振吸收所预期的相一致，当然除了 $\theta=0°$ 这一点之外。通过考察由这些模拟可能得到的图我们发现对于所有斜入射的光显然共振吸收是主要的，虽然对于 0° 到 10° 的入射角我们还没有数据。注意对于法向入射吸收系数是远小于一的。正如经常所假设的那样集体过程可能不导致很有效的吸收。可是我们要注意这些理想化模型的模拟可能低估了光的吸收，这一点将在下一节讨论。

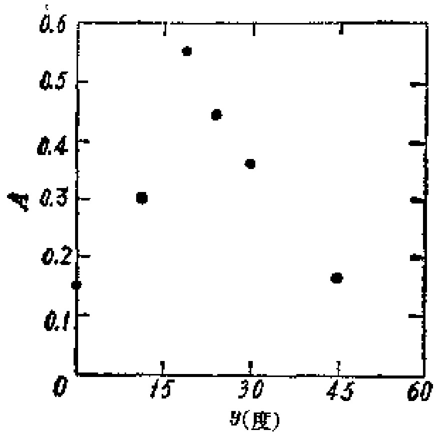


图 11　在密度剖面半缀之后吸收分数 A 与入射角的关系

所有的模拟都是10^{16}瓦/厘米^{2}的强度入射在 4 千电子伏的等离子体上，初始密度剖面是在 $3\lambda_0$ 内由 $n=0$ 变到 $n=1.7n_{cr}$。

V. 结果和局限性的讨论

最后，作为终结对我们的结果作一简单的讨论，并指出它们的局限性，一些更复杂的光的吸收模型正在研究中。数值和理论的计算表明对于目前许多的小球设计中所用的激光强度（对于 1.06 微米光是 10^{15}—10^{16}瓦/厘米^2）剖面的变化具有根本的重要性。密度和膨胀速度大而陡的跳跃的形成在临界密度区域中造成一个"激波样"的结构。微观过程对等离子体流体力学膨胀的这样的一个反作用是强辐射和等离子体相互作用的一个共同特点。例如，在研究伸展的等离子体的亚临界密度区域中布里渊不稳定性引起的光反射中我们已分离出同样的效应。

虽然我们的结果分离出了一些很重要的物理过程。但是重要的是应认识到我们的模拟在许多方面是有点理想化的。由于计算机的时间和存储量的限制我们必须限制等离子体的大小以允许这样详尽地进行模拟。因此，例如，考虑的只是短的初始密度剖面，它可能对于迅速上升的脉冲的实验是最现实的。而且，也没有模拟小入射角情形（除了法向入射）因为这要求用很宽的体系。为了更光滑地研究共振吸收和不稳定性加热之间的过渡，对于小入射角的数据是感兴趣的，但是用其他模拟技术更合适。

如果密度剖面长得多，那么可能有几个重要的复杂性。首先，有一个变陡状态能否达到的不平常的问题。例如如果所有的光线以 30° 角入射在一个长的密度剖面上（L　100 λ_0），共振吸收起初是太弱，以致使得剖面不能变陡，也就是不能使临界面变得更易接近。当然这个困境可以由下面几种途径得到避免：入射角可能有一个变化，辐射压本身能使剖面变陡，或者临界面可能不是平的而是有强烈的波形。较长的密度梯度引起的第二个重要的复杂性是光在到达临界面之前可能由于拉曼和布里渊不稳定性而被反射。最近有一些证据表明[33] 对于量级为 50 微微秒的时间能够发生大的反射，这与布里渊和拉曼向后散射的一维模拟相一致[32] 。

除了由计算机考虑而加的实际限制之外，还有我们的模拟模型是相当理想化的。我们处理的是均匀强度的平面波入射在一个平面分层的等离子体上。而在激光辐照实验中，辐

射的径向强度剖面一般有实质上的结构。有各种原因可能引起强度调制如：激光链中的非线性性质，等离子体中的非线性性质（成丝），或重叠的相干光束之间的干涉。这些强度调制使临界密度面成波浪形。为了用一个简单的模型说明这些效应，我们用"双"泵浦作了模拟，就是平面波同时以 $\pm\theta_0$ 入射，所造成的有强烈波形的临界面减少了吸收对入射角的敏感性。临界面也可能通过其他机构发展长波长的波形。例如，最近已经说明在平行于临界面的丝中所俘获的光有一个腊肠不稳定性，它将临界面变成碎片。

最后，有许多其他的过程，它们使得等离子体在较短的标定长度上成波型（量级为电子德拜长度）。这些包括由大的热流引起的电子-离子不稳定性所产生的离子声波[34,35]。这样的短波长涨落能够有效地将光耦合到电子等离子体波里，尽管这个耦合是非共振的。正如文献[36]所强调的那样只要离子波振幅 $\frac{\delta n}{n}$ 大于频率失配 $\omega_0-\omega_e$，那么这个耦合是有效的。因此，这样的涨落导致在两个方向偏振的光在远低于临界密度的密度处的吸收。简单地通过在某些模拟中加一个大振幅，对于短波长的离子涨落我们已经证实了这个非共振耦合的有效性。必须做进一步的工作把可能导致它们发生的不同的过程挑选出来。

参 考 文 献

[1] J. Nuckolls, L. Wood, R. Thiessen and G. Zimmermac, Nature, 239. 139 (1972); J. S. Clorke, H. N. Fischer, and R. J. Mason, Phys. Rev. Lett., 30, 89 (1973); K. A. Brueckner IEEE Trans, Plasma Sci. 1, 13 (1973).
[2] F. W. Perkins and J. Flick, Phys. Fluids, 14. 2012 (1971).
[3] D. F. Dubois and M. V. Goldman, Phys. Rev., 164 207 (1967).
[4] K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jap., 24, 916, 1152 (1968), P. K. Kaw and J. Dawson, Phys. Fluids, 12, 2586 (1969).
[5] W. L. Kruer and J. I. Katz, Phys. Fluids, 15, 446 (1972); J. S. Pegroot and J. I. Katz, Phys. Fluids, 16, 401 (1973).
[6] J. J. Thomson, R. J. Faehl, and W. L. Kruer, Phys. Rev. Lett., 31 918 (1973).
[7] E. Valeo, C. Oberman and F. W. Perkins, Phys. Rev. Lett., 28, 340 (1972); D. F. Dubois and M. V. Goldman, Phys Rev. Lett., 28, 218 (1972).
[8] C. S. Liu, M. N. Rosenbluth and R B. White, Phys. Fluids, 17, 1211 (1974); W. L. Kruer, K. G. Estabrook and K. H. Sinz, Nucl. Fusion, 13, 952 (1973).
[9] A. G. Litrak, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 57, 629 (1968) [Sov. Phys. —JETP, 30. 344 (1970)], P. Kan, G. Schmidt and T. Wilcox, Phys. Fluids, 16, 1522 (1973).
[10] E. J. Valeo and K. G. Estabrook, Phys. Rev. Lett., 34. 1008 (1975).
[11] V. L. Ginzburg The Properties of Electromagnetic Waves in Plasmas (Pergamon, New York. 1964) p. 260; N. G. Denisov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 31, 609 (1956) [Sov. Phys. -JETP, 4, 544 (1957)]; A. D. Pillya, Zh. Tekh. Fiz., 36. 818 (1966) [Sov. Phys. —Tech. Phys., 11, 609 (1966)].
[12] H. C. Kim, Ph. D. thesis, University of Calitornia (1974).
[13] J. M. Dawson, Phys. Rev., 115, 383 (1959).
[14] J. P. Freiderg, R. W. Mitchell, R. L. Morse and L. F. Rudsinski, Phys. Rev. Lett., 28, 795 (1972).
[15] P. Koch and J. Albritton, Phys. Rev. Lett., 32, 1420 (1974).
[16] K. G. Estabrook, E. J. Valeo and W. L. Kruer, Phys. Lett., A 49, 109 (1974), W. L. Kruer. E. Valeo, K. Estabrook, J. Thomson, B. Langdon and B. Lasinski, in plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (International. Atomic Energy Agency, Vienna 1974). Paper IAEA—CN—33/F5—3.
[17] E. J. Valeo and W. L. Kruev, Phys Rev. Lett., 33, 750 (1974).
[18] Simulation on profile steepening have been in dependently carried out at Garching and Los

Alamos. D. Biskamp and H. Welter, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (International Atomic Energy Agency, Vienna 1974), Paper IAEA—CN—33/F5—1; D. Forslund J. Kindel, K. Lee, E. Lindman and R. L. Morse. Phys. Rev., A11, 679 (1975).
[19] R. B. Whits, C. S. Liu and M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett., 31 520 (1973); K. Nishikawa, H. Hojo, K. Mima and H. Ikezi, Phys. Rev. Lett., 33, 148 (1974).
[20] V. E. Zakharov, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 62, 1475 (1972) [Sov. Phys. -JETP, 35. 908 (1972)]; A. Kingsep, L. Rudakov and R. Sudan, Phys. Rev. Lett., 31, 1482 (1973); G, J, Morales, Y. C. Lee and R. B. White, Phys. Rev. Lett., 32, 47 (1974).
[21] A. B. Langdon and B. F. Lasinski, in Methods in Computational Physics, edited by. J. Rilleen, B. Aeder, S. Fernbach and M. Rotenberg (Academic, New York) Vol. 16 (to be published).
[22] E. L. Lindman, J. Comput, Phys. (to be published).
[23] T. P. Coffey, Phys. Fluids, 14, 1402 (1971).
[24] J. A. Stamper and D. A. Tidman Phys. Fluids, 16, 2024 (1973).
[25] J. Thomson, C. Max and K. Estabrook (to be published).
[26] R. L. Stenzel, A. Y. Wong and H. C. Kim, Phys. Rev. Lett., 32 654 (1973); H. C. Kim. R. Stenzel and A. Y. Wong, Phys. Rev. Lett., 33, 886 (1974).
[27] J. De Groot and J. Tull, Phys. Fluids, 18, 672 (1975).
[28] K. Eidmann, C. Vankessel, M. H. Key, P. Mulser and R. Sigel, in plasma Physics and Controlled Nuclear Research (International Atomic Energy Agency, Vienna) (to be published).
[29] R. E. Kidder. in Proceedings of the Japan—U. S. Seninar on Laser In teraction With Matter, edited by C. Yamamaka (Tokyo International Book Company, Ltd, Tokyo. 1973) p. 331.
[30] J. M. Kindel, K. Lee and E. Liudman, phys. Rev. Lett., 34. 134 (1975).
[31] W. Manheimer and H. Klein, Phys. Fluids (to be published).
[32] W. L. Kruer, K. G. Estabrook, and E. J. Valeo, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL 76612 (1975); Phy. Rev Letters (to be published).
[33] M. Lubin, E. Goldman, J. Sources, L. Goldman, W. Friedman, S. Letzring, J. Albritton, P. Koch, and B. Yaakobi, in Plasma Physaics and controlled Nuclear Fusion (International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria 1974). Paper F4—2, A back reflection of as high as 83% has been observed in recent laser Plasma experiments at Civermove (Private communication, E. Storm).
[34] R. J. Bickerton, Nucl. Fusion, 13, 457 (1973).
[35] D. W. For slund, J. Geophys. Res., 75, 17 (1970); R. C, Malone, R. L. Mocrory and R. L. Morse, Phys. Rev. Lett., 34, 721 (1975).
[36] W. L. Kruer, Phys. Fluids, 15, 2423 (1972).

[应润杰译自《Physics Fluids》, 18, 1151 (1975),黄书科校]

关于激光等离子体中高能粒子的产生和输运的模型

曼海默(Wallace M. Manheimer)　　克莱因(H. H. Klein)

本文提出一个在激光产生等离子体中高能粒子的产生和输运的模型。基本假设是激光以大振幅等离子体波的形式沉积它的能量。当静电波向外传播和被阻尼时，能量便传给粒子。理论和模拟指出最大能量的粒子速度在5和7倍热速度之间，热流限制在（1/4）nmV_e^3附近。

I. 引　言

激光聚变的两个关键问题是：激光能量是如何在冕区里被吸收和它如何被输运到激光聚变等离子体的心部。例如：一个极重要的问题是能量是否象参量不稳定性研究中所预言的那样以少量高能电子的形式被吸收？如果是这样，这些电子可能预热激光聚变球的心部，使得压缩小球很困难。例如：纳科尔斯（Nuckolls）最近指出对于激光聚变工作功率密度必须低到不能超过参量不稳定性的阈。

在钕玻璃激光产生的等离子体里，当等离子体温度高过一千电子伏时，由逆轫致机构所吸收的光非常少。为了解释反常吸收，已提出的两个机制是参量不稳定性[1,3-8]和共振吸收[9-13]（又称线性变换）。这两个吸收机制的初步研究指出：实际上，只是少量的电子吸收了全部的激光能量，结果导致在电子分布函数上有高能尾部。我们指出：等离子体非零温度（对共振吸收）和有限的密度梯度的标定长度（对于参量不稳定性）的效应可以节制产生高能尾部的趋势。比其它的研究为多，但仍是少数的电子吸收了这些能量，因此，非热电子的最大电子速度是较小的。例如：参考文献［1］的图3指出：非热尾部延伸到大于10倍热速度的地方（热速度定义在测量时刻，它比初始热速度大16倍多）。另一方面我们的研究指出，非热尾部延伸到$5.5V_e$和$7V_e$之间。对较早的模拟的一个重要改进是处理稳定态问题，而不是初值问题。我们在这里和这个问题的早期工作中使用它，在洛斯·阿拉莫斯和利弗莫尔的最近工作中也使用它。例如，参考文献［1］里,所估算的分布函数是在特定时刻估算的。如果反常耗散速率是恒定的，那么稍后时间估算的分布函数将有较多的高能粒子。我们模拟和其它的一些模拟允许能量流进和流出这系统，以使系统达到稳定态。因此，我们计算分布函数是时间平均的并不依赖于测量时间。

在参考文献［17］里讨论了另外一个有兴趣的结果，即吸收通常引起初始密度剖面变陡。可是在这篇文章里不考虑流体力学效应和假设剖面已达到稳定态，以简化这个系统。

关于高能电子的反常输运的著作很少。经典情形，简单的能流是$K\partial T/\partial X$。K是电子热传导系数。因为热区是高度地定域的，温度梯度可以很大，导致巨大热流。大部分流

体程序是加上某种限流[19,20]。例如，在参考文献［20］里，热流是不允许大于$\frac{1}{4}anmV_e^3$的，在这里a是个可调参数。而莫尔斯（Morse）[21]是假设了电子分布函数的具体形式，计算出最大热流是$\frac{27}{20}\left(\frac{6}{5}\right)^{1/2}nmV_e^3$。在这里$V_e^2=\int_{-\infty}^{\infty}V_e^2fdv$，$f$是它假设的分布函数。虽然这些结果是有某些道理，但它们没有牢固的基础。例如，如果分布函数是非对称的，并有随V^{-n}变化的非热尾部，在此，$3<n<4$，那么密度、流速和温度全都很好的确定。然而，热流是无限。于是，我们应当努力将限流概念建立在更牢固一点的基础上。我们的模拟确定了无限温度梯度的热流。在所完成的六个模拟中，热流大约在$\frac{1}{8}nmV_e^3$到$\frac{1}{4}nmV_e^3$之间变化，它粗略地与参考文献［19］的结果一致，比文献［20］至少小6倍。当我们尝试去说明实验时，这些因子可能有重要的意义。当给定能流时，在我们的限流情况下，所得到的等离子体温度比用 Morse 的分布所计算的温度大$6^{2/3}$到$12^{2/3}$倍。

我们所研究的系统是有限的等离子体，它的密度作x的函数而减少。在低密度区的电子是用静电约束，这是因为假设背景离子是不动的。在高密度区的电子与具有某温度T_i（模拟的初始温度）的热源相触。

在$x=0$，静电波被发出并向低密度区传播。这无论对参量不稳定性还是对共振吸收都是合理的模型，因为在这两个机制里，激光吸收都是通过将它的部分能量转换成静电等离子体波而实现的。在共振吸收情形里，静电波是朝外传播。对参量不稳定性，波是垂直于密度梯度发生的。然而，随着传播，它们被折射并最终同样朝外传播。这个模型的正确性将更详细地在Ⅳ节（共振吸收）和Ⅴ节（参量不稳定性）中予以考虑。或许，那个最重要的少量高能电子产生的机理是这样的，即当波向低密度区传播时，与具有愈来愈低速度的粒子共振，我们自然地期望高能粒子要比相速度维持不变时少。当相速度减小时，朗道阻尼系数增加并且波衰减，因此，吸收是非定域的。在Ⅱ节给出描述非定域吸收过程的方程。在Ⅳ节里给出此方程的两个近似式，由它们可以找到解析解。在Ⅵ节给出Ⅱ节方程的数值解。最后，在Ⅶ节给出数值模拟。

Ⅱ. 一 般 描 述

在这节将建立问题的一般描述。

静电波谱在一点（例如$x=0$）发生，朝等离子体密度减少的正x方向传播(因等离子体在$\omega=\omega_p$截止，任一波，只要它朝增加密度方向传播，将在截止处折回，朝密度减少方向传播)。当波传出时，它的相速度减小，之所以这样是因为色散关系，由

$$\omega^2=\omega_p^2(x)+3K^2V_e^2 \tag{1}$$

给出。于是在低密度区，波与粒子共振和发生朗道阻尼。在继续进行之前，必须确定对静电波是用相干（单波）还是非相干（多波）逼近。我们的结论是：在强激光反常吸收情形里，单模形式描述更为适宜。这里有两个产生电子等离子体波的反常吸收机制。第一个是共振吸收[9-13]，它清楚地显然是个相干过程。第二个是激光可以激发参量不稳定性[1,3-8]，

它将横光子转化成静电涨落。后而这个过程，一般说，激发一个宽谱。已经知道，它会产生直至 15 倍于初始热速度的粒子速度和波的相速度。在非均匀等离子体里，波的相速度很快地减小。在 $x=0$ 点，非常宽的相速度谱在传播异常小的 x 后，趋向堆积到低相速度处。如果以 V 表示相速度，以 L 表示等离子体密度梯度的标定长度，由式（1）可以得到简单的关系，

$$\frac{dV}{dx}=-\frac{V}{2L}\left(\frac{V^2}{3V_t^2}\right). \tag{2}$$

于是，远在密度显著变化前，高相速度波变慢了。在多波情况下，数值解此方程，必定发现对于激光聚变的密度梯度，波变化到低相速度，并变成充分地相干。以至远在波谱耗散它的许多能流之前，捕获宽度就超过相速度。将朗道阻尼长度与由式（2）给出的速度变化标定长度比较，可以看出，后面这个过程一般来说较为重要。于是在本文的其它部分，我们采用单模形式来描述。在半无限均匀等离子体情况下，多波准线性问题解析解，在下节给出。有点惊奇的结果是，甚至在这极限下，当波阻尼时，等离子体波谱没有产生大的高能粒子流。

我们现在着手写出描述这系统的方程。因为期望波有个大的振幅，能够捕获电子，那么，如果我们利用扩散方程描述电子加热的话，准线性共振必须被近似加宽一个捕获宽度 $\Delta V_t=(2e\varphi/m)^{1/2}$，其中 φ 是波的静电势幅度。因此波的能流方程是：

$$\frac{d}{dx}P_f=\int dV\frac{\pi}{2}mV^2\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{e}{m}\right)^2\frac{|E(k)|^2}{k}R\left(V-\frac{\omega}{k}\right)\frac{\partial f}{\partial V}. \tag{3}$$

在这里，P_f 是能流，

$$P_f=\frac{\partial\omega}{\partial k}\epsilon=\sqrt{3}\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2}V_e\frac{\omega^2}{\omega_p^2}\frac{|E(k)|^2}{8\pi}. \tag{4}$$

ϵ 是波能，R 是宽度为 ΔV_t 的共振函数（利用它代替 δ 函数），下一个需要做的事是建立粒子分布函数的方程。因为等离子体是非均匀的，如果它的密度是某规定值 $n(x)$，那么电子必须是静电约束的。如果约束势是 Φ，那么在不存在大振幅静电波时，电子分布函数是 $f^\pm(W)$，而 $W=\frac{1}{2}mV^2-e\Phi$。正负号反映了粒子速度方向。电子分布是 x、W 的函数，而不是 x、V 的函数。我们可以容易地看出：f 的准线性方程是：

$$\frac{\partial f}{\partial x}=\pi\frac{\partial}{\partial W}e^2\frac{\sqrt{3}E^2V_e}{\omega(1-\omega_p^2/\omega^2)^{1/2}}R(W)\left(\frac{2}{m}(W+e\Phi)\right)^{1/2}\frac{\partial f}{\partial W}. \tag{5}$$

在这里 $R(W)$ 是方程（3）里的共振函数，它已写作 W 的函数。同样，在写出方程（5）时，已假定这里没有负相速度波。剩下要做的事是建立静电势 Φ 的方程。这可以由写出背景离子密度

$$n(x)=\sum_\pm\int_{-e\Phi}^{\infty}\frac{f^\pm(W,x)dW}{[2m(W+e\Phi)]^{1/2}} \tag{6}$$

来完成。利用分布函数，在每一 x 点，可把它作为 Φ 的代数方程。另一个，更易做数值计算的方法，是将方程（6）微分，得到下列微分方程：

$$e\frac{d\Phi}{dx}=\sum_{\pm}\left\{\int_{-e\Phi}^{\infty}\frac{\partial f^{\pm}/\partial x}{[2m(W+e\Phi)]^{1/2}}-\frac{dn}{dx}\right\}$$
$$\times\left(\sum_{\pm}\int_{-e\Phi}^{\infty}\frac{\partial f^{\pm}/\partial W}{[2m(W+e\Phi)]^{1/2}}\right)^{-1}. \tag{7}$$

在 $x=0$，可以规定 $f^{+}(x=0,W)E^{2}(x=0)$ 和 $\Phi(x=0)$，但不能规定 $f^{-}(x=0W)$，因为这依赖于波如何影响 $x=0$ 与∞之间的分布函数。解这方程需要用迭代方法。假定 $f^{-}(W)$ 按麦克斯韦分布的，利用它，可解得 $f^{+}(W)$。在波已衰减完，但在密度显著变化前的空间一点，有个 f^{+} 的值（现在不随 x 增加而变化）。用 f^{+} 这个值，求 f^{-} 值。还是由 $x=0$ 开始，此后进行迭代。因为仅有少数粒子加速，形成非热尾部，我们就可以期望收敛的快。在我们的数值解中（在Ⅵ节给出），只积分一次，并没有去迭代，因为数值计算是相当费时间的（几乎与模拟差不多）。

Ⅲ. 关于解析计算

在这一节，我们将详述关于非定域吸收的两个解析计算。

A. 半无限等离子体里的非定域吸收

我们现在考虑，在 $x=0$ 发射一个波谱，进入半无限等离子体。因为等离子体是均匀的，当它们传到大的 x 值时，波不能变化到低相速度。一开始，我们可能会认为，准线性理论预言了高能电子的实质的产生。这是因为，波可能有大的相速度，然而情况并非如此。在准线性理论中，我们可以解析地确定出，在 $x=\infty$ 处高能粒子的谱。方法是与用准线性理论确定尾瘤不稳定性中波谱的方法差不多。波数为 K 的每一个模的方程和 $f(V)$ 的准线性方程是：

$$\frac{3kV_e^2}{\omega}\frac{\partial}{\partial x}E^2(k)=\frac{\pi\omega_p^4}{\omega k^2}\frac{\partial f}{\partial V}E^2(k), \tag{8}$$

$$V\frac{\partial f}{\partial x}=\pi\frac{\partial}{\partial V}\int dk\left(\frac{e}{m}\right)^2|E(k)|^2\delta(kV-\omega)\frac{\partial f}{\partial V}. \tag{9}$$

变换变量 k 为 $\omega/k=u$，假设 $\omega\approx\omega_p$ 这在高相速度波时是正确的。在方程（9）中用方程（8），得到一个方程：

$$\frac{\partial f}{\partial x}=\frac{\pi}{V}\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{e}{m}\right)^2\frac{3V_e^2}{\pi\omega_p^2V^3}\frac{\partial}{\partial x}|E^2(V)|. \tag{10}$$

方程（10）可从 $x=0$ 积分到 $x=\infty$，此处波全都衰减完。其结果是：

$$f(x=\infty,V)=f(x=0,V)-\frac{\pi}{V}\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{e}{m}\right)^2\frac{3V_e^2}{\pi\omega_pV^4}|E^2(x=0,V)|. \tag{11}$$

为了得到 $x=\infty$ 处的高能粒子分布函数概念，我们使用文献〔1〕的波谱。

$$|E(k)|^2=\begin{cases}\dfrac{0.08\pi nmV_e\omega_p}{k^2}, & \dfrac{\omega_p}{5V_e}>k>\dfrac{\omega_{pe}}{15V_e},\\ 0, & \text{其他}.\end{cases} \tag{12}$$

其中，归一化是这样选择的，使

$$\left(\int dk\,|E(k)|^2\right)/(4\pi nmV_e^2)=0.2.$$

V_e 现在表示热速度。利用麦克斯韦分布的定义，

$$f(V=0)=[(2\pi)^{1/2}V_e]^{-1}.$$

方程（11）和（12）给出

$$\Delta f/f(V=0)\approx 0.25V_e^4/V^4. \tag{13}$$

于是方程（13）指出，在 $16V_e$ 处分布函数要小于 $V=0$ 时的，其值大约为 2.5×10^5 倍。汤普逊的定域吸收理论指出，在这个速度处的粒子数低于 10^4。于是，甚至在波的相速没有减慢的半无限问题里，非定域吸收产生的高能粒子也比定域吸收的要更少。在半无限等离子体中，产生较少的高能电子的道理是不难理解的。相速度为 ω/k 的波，有能量密度 $E^2/8\pi$，但能量流却是 $(3kV_e^2/\omega)(E^2/8\pi)$。于是，给定 E 时，能流反比于相速度下降。然而，能量密度并不是这样。因此，波在纯空间依赖性情况下加速粒子比在纯时间依赖性情况下加速粒子的效率要差得多。

B．弱场极限下的非定域吸收

对于弱场极限下的单波，同样能够作解析计算。这意味着振幅是如此之小，以至对波而言，线性理论是有效的，并且在所有空间位置和对所有速度有 $\Delta f/f\ll1$。

对高相速度波，相速度的减小，就象在方程（2）看到的那样，比密度的减小要快的多。因此，忽略静电约束势和密度梯度，而只考虑相速度梯度，于是，f 的共振线性方程是：

$$V\frac{\partial f}{\partial x}=\pi\frac{\partial}{\partial V}\delta[k(x)V-\omega]\left|\frac{eE}{m}\right|^2\frac{\partial f}{\partial V}. \tag{14}$$

在右边忽略 f 对 x 的依赖性。在方程（14）的每一边对 x 进行积分。这与弱场条件一致，其中假定 $\Delta f\ll f$。在对 δ 函数作 x 积分时，全部 x 变量都用关系式 $V=\omega/k(x)$ 代入。例如：

$$\left.\frac{dk}{dx}\right|_{v=\omega/k(x)}=\frac{\omega V}{6V_e^2L}\left(1-\frac{3V_e^2}{V^2}\right). \tag{15}$$

在这里，L 是密度梯度的标定长度。对 x 积分，分布函数的变化是：

$$\Delta f=\frac{\pi}{V}\frac{\partial}{\partial V}\frac{6V_e^2L}{\omega V^2(1-3V_e^2/V^2)}\left|\frac{eE(V)}{m}\right|^2\frac{\partial f}{\partial V}. \tag{16}$$

在这里，$E(V)$ 是具有相速度 V 的波的振幅。由于 $\Delta f\ll f$，由未扰动分布函数可以计算波的阻尼，因而，利用方程（3）可以计算出 $|E(V)|^2$，它是 x 的函数，因此也是 V 的函数。利用这样得到的 $|E(V)|^2$ 代入方程（16），可给出弱场情形的 Δf 的完全表示式。

当波有个大的相速度时，它没有很大阻尼，我们可用没有阻尼时的 $E^2(V)$ 的 WKB解。

$$E^2(V)=(V/V_0)E^2(V_0). \tag{17}$$

在此，V_0 是 $x=0$ 点的相速度。在式（16）中利用式（17），并假设 f 是按麦克斯韦分布的，容易看到，当 $V\gtrsim5V_e$ 时：

$$\Delta f\approx\frac{6\pi L}{\omega V_0V_e^2}\left(\frac{eE}{m}\right)^2f, \tag{18}$$

而这只要 $\Delta f \ll f$。于是，在大速度时，Δf 简单正比于 f。在弱场极限下，没有粒子扩散到高相速的特殊趋势。

将方程（18）与 Ⅱ A 节的方程（13）比较，是有兴趣的。在那里，忽略了波的减慢并求得了一个幂规律分布函数。如果考虑了波的减慢，分布函数是麦克斯韦的，因而有更少的高能粒子。这正是我们所希望的。

Ⅳ. 对共振吸收的应用

共振吸收（也称为线性变换）是一个在非均匀等离子体里[9-13]将横场能转换为纵场能的机制。因为纵场能不可能传播出等离子体，所以这是个吸收机制。对于热等离子体，这个纵场能以朝外传播的等离子体波的形式出现。在这节，将导出这波非定域沉积它的能量，并由此得到产生少量高能粒子的条件。

令入射激光脉冲的磁场振幅为 H_0，于是入射能流是 $CH_0^2/8\pi$。如果吸收系数是 A，那么反射能流是 $(1-A)CH_0^2/8\pi$。因为在 $x=\infty$ 处没有能流，对于稳定态，在 $x=-\infty$ 也没有能流，因此等离子体波的能流是 $AH_0^2/8\pi$。将群速度写为 x 的函数，假设 $\omega \approx \omega_p$，求得在渐近区域电场的振幅是：

$$E=(CA/\sqrt{3}V_e)(L/-x)^{1/4}H_0. \tag{19}$$

其中，我们已假设波从 $x=0$ 出发，向负 x 方向传播。

现在我们希望知道，等离子体波是否就在它产生区捕获大部分电子，换句话说，等离子体波是否被定域地吸收？

为此，我们并不需要在渐近区的电场表达式，而是需要 $x=0$ 邻近的表达式。根据文献［13］，

$$E=QW(\xi). \tag{20}$$

式中 $\xi=(x/L)(kL)^{2/3}(\sqrt{3}V_e/C)^{2/3}$，$Q$ 是归一化系数，并且，

$$W(\xi)=\pi\left\{\frac{1}{\pi}\int_0^\infty \exp(\xi t-t^2/3)dt-i[A_i(\xi)-iB_i(\xi)]\right\}. \tag{21}$$

取自参考文献［13］的 $W(\xi)$ 图重画在图 1 中。对大的负 x，$W(\xi)$ 的渐近式是

$$W(\xi)\to -1/\xi-\pi^{1/2}(-\xi)^{-1/4}\exp\left\{i\left[\frac{2}{3}(-\xi)^{2/3}+\frac{1}{4}\pi\right]\right\}. \tag{22}$$

把这渐近式与方程［19］给出的 E 匹配起来，求得

$$Q=A^{1/2}(C/\sqrt{3}V_e)(kL)^{1/6}H_0/\sqrt{\pi}. \tag{23}$$

由图 1 可看出，在 $x=0$ 附近，波长

$$\lambda_e \approx 3L(kL)^{-2/3}(\sqrt{3}V_e/C)^{2/3},$$

$$k_e=2\pi/\lambda_e. \tag{24}$$

最大振幅 $W_{最大}(\xi)\approx 2$。为了不至全部能量定域吸收，静电波的相速度 ω/k_e 必须大于捕获宽度 $(2e\phi/m)^{1/2}$ 和 $\sqrt{3}V_e$。这两个条件分别简化成：

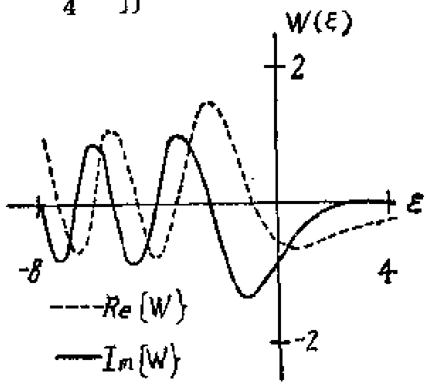


图 1 取自文献[1]的 $W(\xi)$ 图示

$$\frac{\sqrt{\pi}}{8A^{1/2}}(kL)^{1/}\left(\frac{\sqrt{3}V_e}{C}\right)\quad\frac{V_{0s}}{C} \tag{25}$$

和

$$\frac{1}{2}(kL)^{1/3}\gg(\sqrt{3}V_e/C)^{1/3}, \tag{26}$$

并且在这里 $V_{0s}=eH_0/mW$。

取文献［24］的实验参量 $kL\approx10$，$\sqrt{3}V_e/C\approx0.55$（50千电子伏），$A=3/4$ 和 $V_{0s}/C\approx0.06$（这些相应于 10^{16} 瓦/厘米^2 的钕玻璃激光）。我们看到上面的不等式是满足的。即使方程(25)没有被很好地满足，在Ⅱ和Ⅲ节所发展的理论仍能应用，因为这些理论说明了定域静电捕获。对于激光聚变感兴趣的许多问题是，由线性转换所建立的静电波非定域的沉积它的能量，产生的高能电子比用共振吸收的严格定域理论所计算的数目要少。

Ⅴ．对于参量不稳定性的应用

激光聚变被等离子体反常吸收的另一个途径是通过参量不稳定性的激发。我们将讨论衰变不稳定性情形，激光衰变成一个电子等离子体振荡和一个离子声波。由方程（1）给出的色散关系完全类似横波的色散关系。所以在共振区附近，产生的具有 $k_x=0$ 的波，象光波那样被折射出去。如果波是定域吸收，衰变不稳定性或振荡双流不稳定性的非线性定域行为的几个理论已对湍流水平 E^2 和反常吸收碰撞频率 ν 作了理论预言。如果泵浦振幅是 E_0^2，共振区由 $x=0$ 伸展到 $x=-l$，单位面积的能量耗散率是 $\nu E_0^2l/8\pi$。

传出共振区的单位面积的波能的速率是 $[3k_x(x=-l)V_e^2/\omega]\ (E^2/8\pi)$（在 $x=-l$ 点，能密度乘群速度）。于是，传出与在里面耗散的能量比是

$$R=3k_x(x=-l)V_e^2E^2/\omega\nu E_0^2l. \tag{27}$$

如 R 有个1或大于1的值，那么非定域吸收将比定域吸收重要。一个定域吸收的非线性理论给出 E^2 和 ν。我们将集中计算 l 和 $k_x^2(x=-l)$，假设具有 $k_x=0$ 的波在接近 $x=0$ 处产生［如 $k_x\neq0$，波将以比所计算的速度要更快地传出共振区，非定域吸收将更重要了］，根据线性色散关系，它可表示为 x 的函数，

$$k_x=(\omega_{pe}/\sqrt{3}V_e)(-x/L)^{1/2}. \tag{28}$$

我们假设标定长度 l 是由相位失配标定长度给出，则

$$\int_0^l k_x(x)dx=1 \tag{29}$$

或 $l=(3\sqrt{3}V_e/2\omega_{pe})^{2/3}L^{1/3}$。利用方程（28）和（29）求得：

$$R=2^{1/3}\frac{E^2}{E_0^2}\left(\frac{\omega_p}{\nu}\right)\left(\frac{\lambda_{De}}{L}\right)^{2/3}. \tag{30}$$

假设一个3千电子伏的等离子体具有密度 $n=10^{21}$ 厘米$^{-3}$，并采用看来最有可能应用到激光等离子体的文献［1］的定域理论参数 $\nu\approx\omega_p/30$ 和 $E^2\approx2E_0^2$，发现，如果

$$L<800\lambda_0\approx 12\mu, \quad (31)$$

则R是大于1的，于是非定域吸收在通过参量不稳定性激发而引起的吸收中，占有重要的地位。

最后，我们证明，当系统高于不均匀系统的阈时，方程（31）也是可以满足的。边界不稳定性的条件是：

$$\gamma^2\tau_e\tau_i\gtrsim 1. \quad (32)$$

在这里，γ是不稳定性增长率，τ_e和τ_i是电子和离子波处在共振区的时间。量$\tau_i=l/V_f$，V_f是流体速度，τ_e是电子等离子体波折射出区域的时间，$\tau_e=\int_0^{\epsilon}dx/V_g(x)$。利用衰变不稳定性的$\gamma^2$的标准式和（32）式，发现：如果

$$\frac{3k_iL}{16}\left(\frac{T_e}{MV_f^2}\right)^{1/2}\left(\frac{V_{os}}{V_e}\right)^2>1, \quad (33)$$

那么，不稳定性值超过不均匀阈。在这里，k_i是稳定性的波数，V_{os}和V_e分别是电子振荡速度和热速度。假设$V_f\approx(T_e/M)^{1/2}$，容易看到，梯度标定长度有一个相应宽的范围，可以使方程（31）和（33）同时满足。

Ⅵ. $f(V)$的数值解

在这节通过数值解方程(3)—(7)来给出高能粒子流的结果。因为这些方程的数值解实际上与模拟(下节)一样昂贵和困难。我们仅仅作了两个数值解。同样，$f^+(W)$假设是麦克斯韦分布的，于是要用方程（3）、（5）和（7）求解ρ_f、$f^-(W)$和Φ。

对具有标定长度$300\lambda_{De}$的指数密度剖面及单波情形，解这些方程。在这里，λ_{De}是德拜长度我们取共振函数为

$$R(V)=\begin{cases}\dfrac{1}{2\Delta V}\left(1+\cos\dfrac{\pi(V-\omega/k)}{\Delta V}\right), & |V-\omega/k|<\Delta V;\\[2mm] 0, & |V-\omega/k|>\Delta V.\end{cases} \quad (34)$$

在这里ΔV是捕获宽度，$\Delta V=(2eE/mk)^{1/2}$，在算过的两种情形里，振荡速度在$x=0$处以$0.45V_e$开始。这相应于文献［1］的定域理论计算的值。第一次计算中，相速度开始是$5V_e$，以使初始的非零的扩散区达到大约$7.3V_e$。$f(V)$的初值对于正V(粒子间低密度区移动）是麦克斯韦分布的，就是图2中的曲线A。在$x=9\lambda_{De}$处，波已将其90%的能量送入等离子体里，此时，$f(V)$的值为图2中的曲线B，注意到：在分布函数上的高能尾部比文献［1］定域理论计算的高能尾部有较低的$f(V)$值。

为了看一看从较高相速度开始计算的高能粒子的产生是否会加强，我们针对具有初始相速度为$8V_e$和$V_{os}=(0.45)V_e$的波，在相同等离子体里重做了计算。现在有大到$12V_e$的初始扩散系数是非零的。在$x=20\lambda_{De}$，波大约将它的60%的能量送入等离子体，而相速度也减慢到$6V_e$。这个分布函数为图2中的曲线C。注意，甚至在现在$V=7V_e$处的分布函数由$V=0$的值下降6个数量级，所以高能离子还是少的。

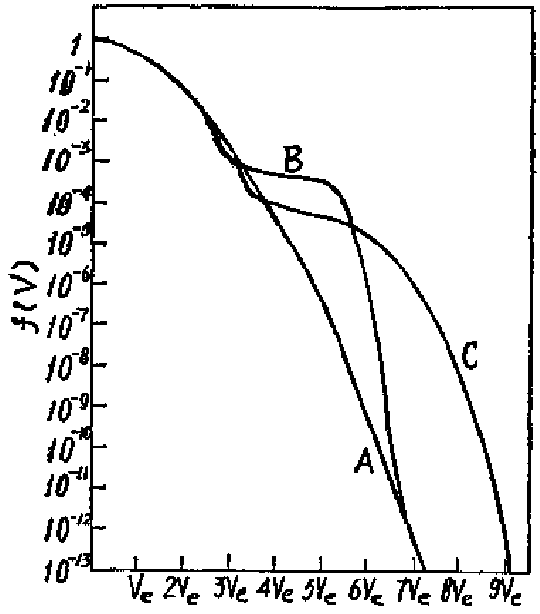


图 2

图中：A——正常的麦克斯韦分布函数； B和C——数值解方程（3)—（7）所得到的分布函数。

Ⅶ. 模 拟

在这节描述由非定域吸收加热等离子体的数值模拟结果。我们做的全部模拟是在一种粒子等离子体里，长度为258个网格的系统上做的。在 $x=258$ 处，密度是 $N_{最大}$；在 $x=10$ 处，是 $N_{最小}=N_{最大}\alpha$，由 $x=0$ 到 $x=10$ 是真空，在 $x=200$，有个静电偶极子，它在网格200和201间建立一个振荡势。其频率相应于无限等离子体里高达16倍的初始热速度的相速度的频率，使能量在 $x=200$ 处输进等离子体。在这里用 $\int dtEJ$（偶极电场乘等离子体电流密度）来度量这个能量。于是，这模拟了在临界面上激光能量的沉积。为了模拟静电约束，粒子走到 $x=0$，就被折回来。粒子走到 $x=256$ 处，就被吸收，被流向左边的具有无规速度的粒子代替。粒子速度的相对分布是 $|V|f(V)$，$V<0$，在这里，$f(V)$是温度为初始温度的麦克斯韦分布。这模拟了在 $x=10$ 和 $x=256$ 间的等离子体，它与一个具有初始温度的热源接触。

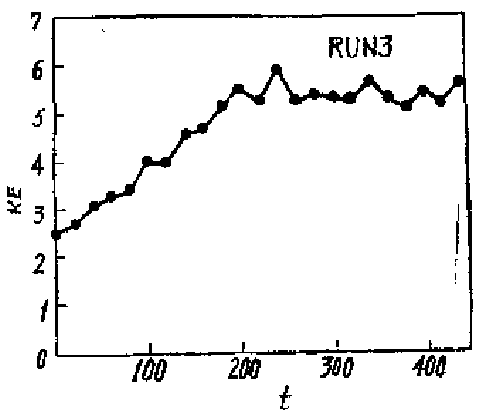


图 3 温度-时间的函数关系

现在讨论如何用实际的激光聚变等离子体热流来标度我们模拟中热流。在 $x=200$ 处，密度假设是钕玻璃激光的临界密度 10^{21}厘米$^{-3}$。初始温度区被选择成，使得 $x=200$ 处的λ_{De}是一个网格。当能量由偶极子输进系统时，等离子体有了初始的加热倾向，一直到达稳定态温度 T_0。例如，图3展现了第三次计算的作为时间函数的温度。在等离子体达到它的平衡温度 T_0 后，由偶极子输进的全部能量向右传到冷的高密度的心部。因为在等离子体和热源之间，温度梯度是无

限的。利用热传导系数乘温度梯度将给出传向心部的无限的热流。而实际的热流给在表1。根据这个表可看出，$1/4nmV_e^3$（V_e是电子热速度）是在这个情形下的热流的合理的上限。

表 1

计算	α	E_0	T_0/T_i	L/λ_{De}	β	t	E_{fi}（瓦/厘米²）	$E_{fi}/\frac{1}{2}mnV_e^3$	$E^2/4\pi nT_0$
1	8/30	30	1.3	220	1.4	840	$9\times10^{13}T_0^{3/2}$	0.28	0.1
2	8/30	$30\sqrt{2}$	1.5	204	1.2	480	$1.3\times10^{14}T_0^{3/2}$	0.41	0.13
3	8/30	$30\sqrt{6}$	2.2	167	2.0	440	$1.8\times10^{14}T_0^{3/2}$	0.56	0.17
4	8/30	$30\sqrt{18}$	3.1	140	1.4	320	$1.5\times10^{14}T_0^{3/2}$	0.47	0.22
5	19/30	$30\sqrt{2}$	1.7	192	0.51	520	$5\times10^{13}T_0^{3/2}$	0.16	0.23
6	19/30	$30\sqrt{2}$	2.3	162	0.43	260	$8\times10^{13}T_0^{3/2}$	0.25	0.37

现在，把数值计算的热流与物理系统相联系起来。长度和时间单位取作临界密度处的λ_{De}和等离子体频率的倒数ω_{pe}^{-1}。我们的模拟系统的每单位面积的粒子总数可以看出是：

$$N=\frac{(248)^2N_{cr}}{2(190+58\alpha)}(1+\alpha)\left(\frac{T_i}{T_0}\right)^{1/2}\lambda_{De}. \tag{35}$$

每单位面积的热能是NT_0，如果，我们定义β作每单位面积输进能量除以每单位面积的热能。我们可以分出进入心部的能流E_{fi}为$\beta NT/t$，t是模拟的时间。即是：

$$E_{fi}=\frac{(248)^2(1+\alpha)}{2(190+58\alpha)}\beta\left(\frac{T_i}{T_0}\right)^{1/2}\frac{N_{cr}V_eT_0}{\omega_{pe}T}. \tag{36}$$

于是，在常密度，例如，钕玻璃激光的临界密度$N_{cr}=10^{21}$厘米$^{-3}$，从我们的模拟到实际情形的能流标度都依赖于温度。从我们所做的模拟中得到的能流给在表1。都是针对钕玻璃激光等离子体给的。单位是每平方厘米瓦特（T_0是千电子伏），也给出E_{fi}与$1/2nmV_e^3$之比。

电子以两种方法加热。首先，是在Ⅰ、Ⅱ节讨论的共振扩散，其次是非共振扩散。它本质上是振荡流加到热流上。因为，振荡能量密度稍大于静电能密度。我们可以通过检验稳定态下的静电能对热能之比，来获得在主体的分布函数的那一部分发生加热的概念，这个结果在表1中给出。等离子体能量增加的部分可能是进入到分布函数的高能尾巴部。正是这个尾部将能量带进心部。对激光聚变的一个困难问题是：这个非热尾部是含有非常高的速度的少量粒子还是含有低速度的较多的粒子？要回答这个问题，我们必须在每次计算中，对分布函数作时间平均。第1—4次计算，用的是相当陡峭的密度剖面$\alpha=8/30$（以温度T_0时的德拜长度为单位，系统大小为L/λ_{De}，也在表1中给出）。第2—4次计算的时间平均分布函数展现在图4（*a*）—（*c*）中。可以看到，高能尾部总是在5和7倍热速度间截止。由于程序失误，在第一次计算中，分布函数没有被计算。然而，相空间图（图5）说明没有超过$5.5V_e$的粒子。这些结果与均匀系统的同类的结果不一致。均匀系统展现高能尾部超过10倍热速度。可看到，我们的图和我们对文献［1］的说明，是考虑了高能粒子速度对最终的稳定态的热速度之比，于是，非定域吸收情形的最大能量比定域吸收所计算的一半还小。为了看到减小的密度梯度是否有效地影响高能粒子的产生，我们进行了

$\alpha=19/30$ 的两个计算，平均分布函数展现在图 4 （c）、（f）中。很清楚，这些结果基本上是相同的，即分布函数在 6—7 倍电子热速度之间截止。

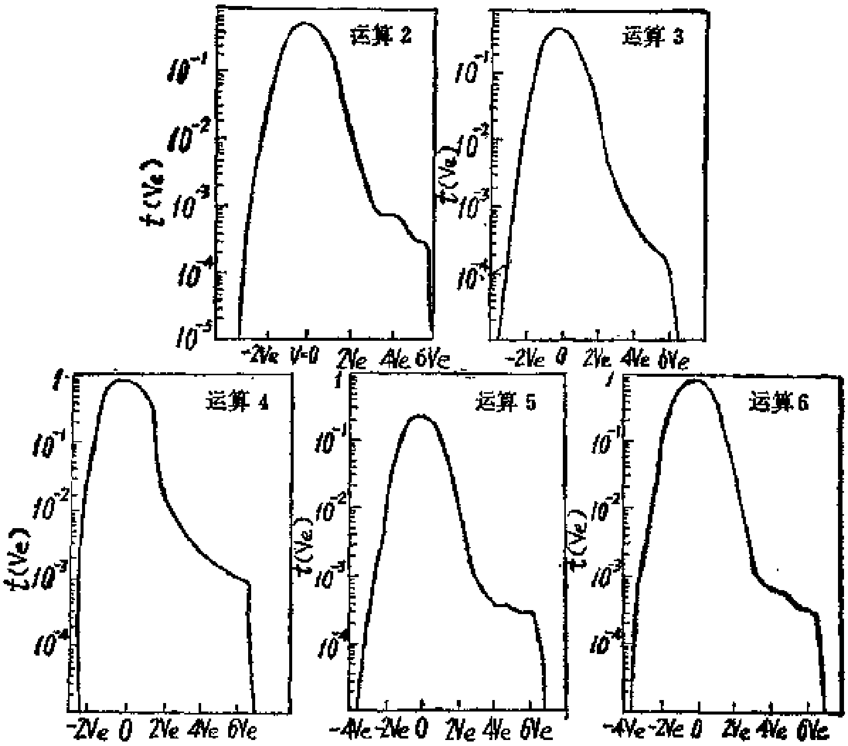


图 4　第 2—6 次运算的时间平均分布函数

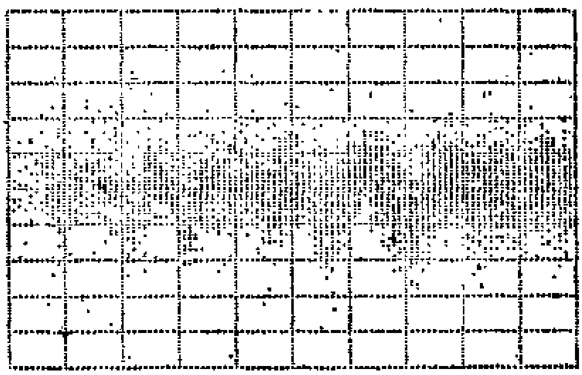


图 5

第 1 次计算的 $t=800$ 的相空间，粒子速度在 $-6V_e$—$6V_e$ 之间。

最后，将我们的结果与最近别人得到的关于稳定态热电子分布函数的结果作一比较是有益的，文献 [15] 考察了通过表面波激发的激光吸收。文献 [15] 的图展现了非热尾部伸到 $p_x/mc\approx2(V_x/c\approx0.9)$ 的热电子分布函数。在此，最初的热速度是 $p_x/mc\approx0.0707$，但是，稳定态的温度没给出。然而，尾部截止似乎大大地高于我们所计算的值。这可能是文献 [15] 模拟使用的标度过小；一个大的密度跳跃的距离大约是 0.16 个激光真空波长。第二个密度跳跃的距离大约是 0.03 个真空波长。我们的方法应用到共振吸收的条件，(26) 式显然被破坏了。

文献 [17] 报道另外一系列的模拟。在那里，共振吸收是在二维等离子体里研究。并

且，离子是自由运动，所以剖面能变陡，形成二重结构的吸收面，向低密度等离子体方向运动。稳定态剖面(如果，在事实上存在的话)没有给出，但似乎清楚的是比最初的剖面要陡峭些。然而没有象文献 [15] 所假设的那样陡峭。稳定态的电子分布最好在 $p_x p_y$ 相空间图里记录下来。例如，在一次计算中，初始热速度是 $V_{th}/c\approx0.09$，而非热尾部的截止大约在 $p_x/mc\approx0.9$ 附近。假设稳定态的等离子体温度（文献 [17] 没给出）是大于初始温度 2 倍，非热尾部截止粗略地与我们计算一致。在文献 [17] 所发现的最陡峭部分 $KL\approx1$，于是方程 (25) 能很好的满足，然而方程 (26) 刚刚满足。如果吸收发生在剖面最陡峭处之外的其它部分。方程 (26) 较好地满足。于是文献 [1] 的结果可被我们的理论合理的描述。

参 考 文 献

[1] J. Thompson, R. J. Faebl, and W. L. Kruer, Phys. Rev. Lett., 31, 18 (1973).
[2] J. Nuckolis, Presented at the VIII International Quantum Electronics Conference, San Francisco (1974).
[3] V. P. Silin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 48, 1679 (1965) (Sov. Phys., —JETP 21, 1127 (1965)).
[4] D. F. Du Bois and M. V. Goldman, Phys. Rev., 164, 207 (1967).
[5] K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jpn. 24, 916 (1968).
[6] J. R. San Martin, Phys. Fluids, 13, 1533 (1970).
[7] W. Manheimer and E. oct, Phys. Fluids, 17, 1413 (1974).
[8] P. K. Kaw and J. M. Dawson, Phys. Fluids, 14, 792 (1971).
[9] K. G. Budden, *Radio Waves in the Ionospher* (Cambr'dye Uuiversity, cambridye, England, 1966), p. 345.
[10] N. G. Denisov, Zh. EKSP. Teor. Fiz., 31, 609 (1956) (Sov. Phys. —JETP 4, 544 (1957)).
[11] A. D. Piliya, Zh. Tekh. Fiz., 36, 818 (1966) (Sov. Phys. —Tech, Phys., 11, 609 (1966)).
[12] J. P. Freiderg, R. W. Mitehell, R. L. Morse, and L. J. Rudsinki Phys. Rev. Lett., 28, 295 (1972).
[13] D. L. Kelly and A. Banos, University of california, Los Angeles, Report No. PPG170 (1974).
[14] H. H. Klein and W. M. Manheimer, Phys. Rev. Lett., 33, 953 (1974).
[15] J. M. Kindel, K. Lee, and E. L. Lindman, Phys. Rev. Lett., 34, 134 (1975).
[16] D. Forslund, J. Kindel, K. Lee, E. Lindman, and R. Morse, Phys. Rev., A11, 697 (1975).
[17] K. G. Fstabrook, E. J. Valeo, and W. L. Kruer, Phys. Fluids (to be published).
[18] J. DeGroot and B. Tull, Phys. Fluids, 18, 672 (1975).
[19] N. K. Winsor and D. A. Tidman, Phys. Rev. Lett., 31, 1044 (1973).
[20] J. P. Christianen, D, Ashby, and K. V. Roberts, United Kinydom Atomic Energy Authority Research Group Report CLM p374 (1972).
[21] R. L. Morse and C. Nielson, Phys. Fluids, 16, 909 (1973).
[22] T. H. Dupree, Phys. Fluids, 9, 1773. (1966).
[23] W. E. Drummond and D. Pines, Ann. Phys., (Ny) 28, 478 (1964).
[24] B. H. Ripin, P. G. Burkhalter, F. C. Yonng, J. M. McMahon, D. G. Colombant, S. E. Bodner, R. R. Whitlock. D. J. Nagel, D. J. Johnson, N. K. Winser, C. M. Dozier, R. D. Bleach, J. A. Stamper, and E. A. McLean, Phys. Rew. Lett., 34, 1313 (1975).
[25] J. Weinstock and B. Bezzerides, Phys. Rev. Lett., 32, 754 (1974).
[26] H. H. Klein, W. Manheimer, and E. ott. Phys. Rev. Lett., 31, 1187 (1973).

[黄书科译自《Phys. Fluids》, 18, 1299 (1975)，应润杰校]

飞散的高温等离子体对激光辐射的吸收与反射

阿法纳西耶夫（Ю.В.Афанасъев）等

研究了飞散的高温等离子体对入射光的吸收与反射的平面自治问题。在光波场的麦克斯韦方程和计入电子热传导的气体动力学方程范围内，描述了辐射同物质的相互作用过程。在通量密度范围很宽以及各种持续时间的激光脉冲条件下，对等离子体平面层的上述方程进行了数值求解，主要的注意力是研究激光辐射能量注入等离子体的效率。计算时既考虑到韧致吸收机理，也考虑到若干集体过程。

1. 问题的提出

研究注入靶等离子体的光能效率是高功率激光辐射同物质相互作用的重要物理问题之一。这项工作适用于激光热核聚变问题，它直接同热核靶的压缩和加热过程的流体动力学有效作用系数联系在一起[1,2]，整个激光热核系统的效率在很大程度上取决于此系数的数值[3]。光的吸收与反射过程，以及在流体动力学非常发展的条件下由电子热传导机理所产生的释热传输过程，是确定辐射能量直接用于热核燃料的加热与压缩的有效部分的物理过程。所有这些过程都是在激光热核靶的“冕”形成与飞散阶段展开的[2]。在至今已知的激光同物质相互作用的流体动力学理论研究中，光能耗散过程是在辐射通量的传输方程范围内进行研究的，或者是在临界密度点附近辐射受到全吸收的假设下进行研究的[2,4,5]。但是要正确地描述入射光在激光等离子体中的吸收与反射过程，不能不考虑引入麦克斯韦方程描述光场的问题。这种情况是与激光辐射作用下飞散的等离子体中，存在相当大的密度梯度和其它气体动力学量值有关。例如在文献[6]中就提出这样的问题。在文献[7]中用了适合于激光等离子体的那种处理方法，但未考虑等离子体飞散的动力学与热传导。文献[8]仅在临界点全反射的条件下对几何光学近似作了研究。但是由于几何光学的不适用性使这种近似在临界点附近产生了不正确的结果。文献[8]中研究了，例如线性层的解析解，并把结果同几何光学近似做了比较。但是，第一，比较进行得不完全正确，因为在解波动方程时，假定了碰撞频率与空间坐标无关。第二，这也是主要的，在文献[8]中研究的是已经形成的等离子体截面，而且其光学厚度使辐射几乎完全被等离子体吸收。在这种情况，临界点邻域对光学厚度的贡献可能很小。但在进行流体动力学的计算时，等离子体截面是在层的照射过程中形成的，并且存在可能反射大部分辐射的密度梯度。在这种情况中，不可能按[8]提出的方法计算。在等离子体密度梯度很大时，对麦克斯韦方程求解作

严格处理时所考虑到的趋肤效应，在辐射的吸收过程中起着决定性的作用。

设单色电磁波 $p=p_0e^{i\omega z/c}$ 由 $z=-\infty$ 入射到等离子体平面层（图1），式中 ω 是角频

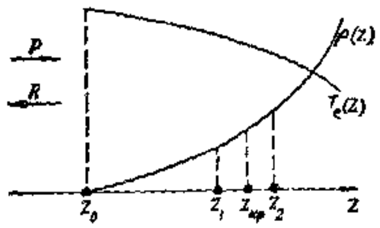


图 1　在激光靶的"冕"中密度和电子温度的分布曲线

率，c 是真空中的光速。既然等离子体的密度与温度变化的特征时间比数值 $\frac{2\pi}{\omega}$ 大得多，故可应用准稳态麦克斯韦方程。等离子体加热与飞散的过程可用下述方程组描述：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho}\right)=\frac{\partial u}{\partial m},\quad \frac{\partial z}{\partial t}=u, \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial m}\left(p-\mu\rho\frac{\partial u}{\partial m}\right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t}=-p_e\frac{\partial u}{\partial m}+\frac{\partial}{\partial m}\left(\kappa\rho\frac{\partial T_e}{\partial m}\right)$$

$$+\frac{1}{\rho}\varepsilon_2\frac{\omega}{8\pi}|E_y|^2-Q, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t}=-\left(p_i-\mu\rho\frac{\partial u}{\partial m}\right)\frac{\partial u}{\partial m}+Q, \tag{4}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial z}+\frac{i\omega}{c}\varepsilon E_y=0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z}+\frac{i\omega}{c}H_z=0. \tag{6}$$

式中 u 是速度，ρ 是密度，z 是欧拉坐标，m 与 t 是拉格朗日变量，$p=p_e+p_i$ 是总压力，$p_e=(\gamma-1)A_e\rho T_e$ 与 $p_i=(\gamma-1)A_i\rho T_i$ 分别为电子与离子压力，$\gamma=\frac{5}{3}$ 是绝热常数，$\mu=\frac{4}{3}\eta_0T_i^{5/2}$ 是离子的粘滞系数，$\varepsilon_e=A_eT_e$ 与 $\varepsilon_i=A_iT_i$ 分别为电子与离子组分的内能，T_e 与 T_i 是电子与离子温度，$\kappa=\kappa_0T_e^{5/2}$ 是电子热导系数，$Q=Q_0\rho(T_e-T_i)/T_e^{3/2}$ 是在电子与离子之间能量交换的速率，E_y 与 H_z 是电场与磁场的复分量（下边将省去场的脚标），$\varepsilon=\varepsilon_1+i\varepsilon_2$ 是等离子体的复介电系数。在电子被离子纯库仑散射时，ε 只是电子密度与温度的函数：

$$\varepsilon_1=1-a_0\rho,\quad \varepsilon_2=b_0\rho^2/T_e^{3/2}, \tag{7}$$

其中 a_0 与 b_0 是已知的常数。在考虑光被等离子体反常吸收时[9]，则有

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_2 &= \frac{4\pi e^2 n_e \nu_{有效}(n_e, T_e, q)}{m_e \omega^3}, \\ q &= \frac{c}{4\pi}|E|^2, \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

式中 n_e 是电子密度，e 与 m_e 是电子电荷与质量。有效碰撞频率 $\nu_{有效}$列于表中，其中阈值通量是：

$$q_0 = 5.4\times 10^{-18} z^{3/2}(m_e/M_i)^{1/2} n_e^{3/2}/T_e^{1/2},$$

$$q_i = 5.2\times 10^{15} T_e, \quad q_s = q_0(\nu_2/\nu_0)^2,$$

	辐射能量的通量密度 q，瓦/厘米^2	电子密度 n_e， 厘米$^{-3}$	$\nu_{有效}$， 秒$^{-1}$
1	$0\leqslant q\leqslant q_0$	$0\leqslant n_e\leqslant n_{KP}$	ν_0
2	$q_0\leqslant q\leqslant(q_1,q_2)$的最小值	$\left\|\left(\frac{n_e}{n_{KP}}\right)^2-1\right\|\leqslant\frac{3}{4}\ln^{-1}\frac{M_i}{Zme}$	ν_1
3	$q_0\leqslant q\leqslant(q_1,q_2)$的最小值	$\left\{1-\left(\frac{n_e}{n_{KP}}\right)^{1/2}\right\}>\frac{3}{4}\ln^{-1}\frac{M_i}{Zme}$	ν_0
4	(q_1,q_2)的最小值$<q<\infty$	$0.3\geqslant\left\|\left(\frac{n_e}{n_{KP}}\right)^{1/2}-1\right\|\geqslant\left(\frac{Zme}{M_i}\right)^{1/2}$	ν_2
5	(q_1,q_2)的最小值$<q<\infty$	$\left\|\left(\frac{n_e}{n_{KP}}\right)^{1/2}-1\right\|<\left(\frac{Zme}{M_i}\right)^{1/2}$	ν_3
6	(q_1,q_2)的最小值$<q<\infty$	$\left\{1-\left(\frac{n_e}{n_{KP}}\right)^{1/2}\right\}>0.3$	ν_0

有效的碰撞频率值如下：

$$\nu_0 = 10^{-8} Zn_e/T_e^{3/2}, \quad \nu_1 = \nu_0(q/q_0)^{1/2},$$

$$\nu_2 = 5.65\times 10^4 n_e^{1/2}(Zm_e/M_i)^{1/2},$$

$$\nu_3 = 5.65\times 10^4 n_e^{1/2}(Zm_e/M_i)^{1/3},$$

式中 T_e单位千电子伏。

方程(3) 右边的第三项是焦尔加热。为了对方程组 (1)—(6) 作数值积分，把释能表达式表示为散度形式很方便。利用坡印廷定理容易得到等式

$$\frac{1}{\rho}\varepsilon_2\frac{\omega}{8\pi}|E|^2 = -\frac{\partial\overline{q}}{\partial m}, \tag{9}$$

式中$\overline{q} = -(c/16\pi)(EH^* + E^*H)$ 是经过对场振动周期平均的光能通量密度。方程组(1)—(6)可在流体动力学量值沿坐标 z 有任意初始分布的条件下求解。为了解麦克斯韦方程，只要给出入射波的振幅并应用当 $z\to\infty$ 时 $E\to 0$ 的条件就足够了。

2. 麦克斯韦方程的解

对方程组(1) —(6) 联立求解归结为在已定的温度 $T_e(z)$ 与密度 $\rho(z)$ 分布的条件下连续不断地对麦克斯韦方程积分，把场 E 与 H 表示为形式

$$\left.\begin{aligned} E &= P + R = P(1+V), \\ H &= \beta(-P+R) = \beta P(-1+V), \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

式中

$$\beta=\sqrt{\varepsilon}=\beta_1+i\beta_2,$$

$$\beta_1=\left[\frac{1}{2}(\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2)^{1/2}+\frac{1}{2}\varepsilon_1\right]^{1/2},$$

$$\beta_2=\left[\frac{1}{2}(\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2)^{1/2}-\frac{1}{2}\varepsilon_1\right]^{1/2}.$$

函数 P 与 R 分别同真空中（$z\leqslant z_0$）的入射波与反射波相重合，V（$z\leqslant z_0$）是反射系数。把（10）代入(5)与(6)，得到

$$\frac{dP}{dz}=\frac{i\omega}{c}\beta P-\frac{1}{2\beta}\frac{d\beta}{dz}[P(1-V)], \tag{11}$$

$$\frac{dV}{dz}=-2\frac{i\omega}{c}\beta V+\frac{1}{2\beta}\frac{d\beta}{dz}(1-V^2). \tag{12}$$

在经典吸收情况方程(12)只包含一个未知函数 V，若在任何一点给定 V 的数值，则可对 V 进行数值积分。在所研究的情况中，计算方法和临界点邻域（z_1，z_2）的选择有关，要使在点 z_2 的场 E 小得可以忽略，同时在 $z\leqslant z_1$ 时几何光学近似是正确的，实际上可用下列关系式实现区域（z_1，z_2）的宽度选择，即

$$\frac{\omega}{c}\int_{z_1}^{z_{KP}}\sqrt{\varepsilon_1}dz=\frac{\omega}{c}\int_{z_{KP}}^{z_2}\sqrt{-\varepsilon_1}dz\approx\alpha\cdot 2\pi, \tag{13}$$

其中 $\alpha\sim 2—3$。此时 $V(z_2)=0$。由于场在 $z>z_{KP}$ 时的迅速衰减，实际上当 $z\geqslant z_2$ 时可设 $\varepsilon(z)=\varepsilon(z_2)$。因此在此区域场 E 具有如下形式：

$$E=P+R=C_1\exp\left\{i\frac{\omega}{c}\beta_1 z-\frac{\omega}{c}\beta_2 z\right\}$$

$$+C_2\exp\left\{-i\frac{\omega}{c}\beta_1 z+\frac{\omega}{c}\beta_2 z\right\}. \tag{14}$$

既然在 $z>z_2$ 时 $E\to 0$，故 $C_2=0$。

对方程(12)从点 z_2 积分到 $z=z_0$，可求出普适的，亦即和入射场无关的函数 $V(z)$，此后再对函数 P 的方程(11)积分，因为 $P(z_0)=P_0\exp(i\omega z_0/c)$，式中 P_0 是给定的入射波振幅。在求出函数 P 与 V 的条件下，通量密度 $\overline{q}(z)$ 的表达式具有如下形式：

$$\overline{q}=\frac{c}{8\pi}|P|^2[\beta_1(1-|V|^2)+2\beta_2 ImV]. \tag{15}$$

在考虑集体效应时，这在形式上归结为计算介电系数的虚数部分 ε_2 对场振幅的平方 $|E|^2$ 的依赖关系，用迭代法可求得解。作为初始近似可使解具有不取决于场的 ε_2 值。具有热导性的气体动力学方程(1) —(4) 可用已知的差分法求解[10]。

3. 结　　果

如上所述，所研究的模型在物理上能正确地描述飞散的平面层对单色辐射造成的吸收与反射过程，并能回答一系列重要问题，诸如光能注入等离子体的效率；辐射场的空间结

构和释能结构；反射波的形成；依赖于激光脉冲和靶参数的反射系数的时态发展。除此之外，联立求解麦克斯韦方程与气体动力学方程有可能解释在考虑到激光脉冲的实际形式和许多附带的效应时，例如在具有预脉冲时关于反射的实验结果。在本工作中，方程(1)—(6)是在下述条件下求解的：使用钕激光器的辐射($\omega=1.8\times10^{15}$ 秒$^{-1}$)，其通量密度范围是 10^{12}—10^{16} 瓦/厘米^2，并使用在 $t=0$ 时具有平面均匀的 DT，$(CH_2)_n$ 类型的靶。

图 2 对于 DT 层〔$\rho(0,\ z)=\rho_0=0.2$ 克/厘米^3，$T(0,\ z)=0$〕给出了积分反射系数

$$R=\int_0^{t^*}q^-dt\Big/\int_0^{t^*}q^+dt$$

同入射通量q^+的依赖关系。曲线1对应于经典吸收，曲线2是在考虑到反常吸收时得到的。从上列图线可以知道：在辐射通量密度$q\gtrsim10^{13}$瓦/厘米^{2}时，反常吸收过程开始起决定的作用，导致反射能量的数值极低。这时在整个入射通量q^+的范围内对吸收的主要贡献是由相应于光波衰变为电子波与离子声波的有效频率ν_1所引起的。

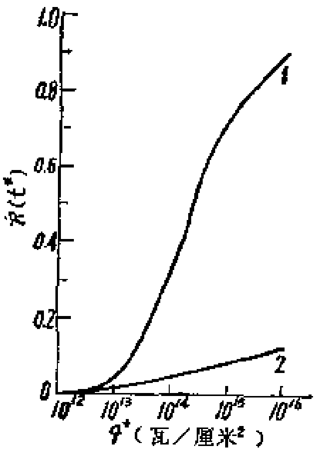


图 2　能量在时间t^*内的积分反射系数与入射通量的关系

曲线1：经典吸收情况。

曲线2：考虑到反常吸收的情况。

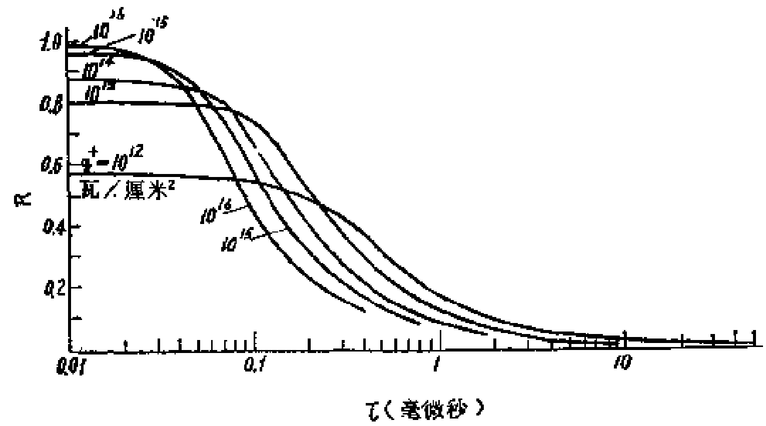


图 3　积分反射系数在具有各种入射通量数值时同激光脉冲时间的依赖关系

图 3 描绘了曲线族 $R(q^+,\ \tau)$，它图示了在考虑反常吸收时，在氘氚靶中辐射能量的吸收效率同激光脉冲参数 q^+ 与 τ 的依赖关系。由这些曲线显见，不论 q^+ 数值多大，反射能量部分都从某个 $\tau(q^+)$ 的数值开始下降。这种情况是由于等离子体层光学厚度 $\int kdz$ ($k=2\omega\beta_2/c$)随时间增加，并相应地使反射系数 $|V(t)|^2$ 减少所造成的。可以设想，在球面飞散情况，由于密度随坐标更剧烈地下降以及数值$\int kdr$ 的饱和，使 $R(q^+,\ t)$ 达到稳态值，也就是在$t\to\infty$时$R(q^+,\ t)\to R_{cT}(q^+)$。

图4(a)对于 $q^+=10^{14}$瓦/厘米^{2}的情况，表示了在 $t=1$ 毫微秒时的密度，温度以及每单位质量释能的关系曲线。释能曲线在临界点附近具有显著的最大值，这是由于相应于频率 $\nu_1\gg\nu_0$ 的反常吸收机理所引起的。图 4(б)描绘了在临界密度邻域场 $|E|^2$的结构与数值 $|V|^2$ 的变化。这里应指出下述情况。在几何光学近似下，数值 $|V|^2$ 应指数式地（无振荡）向着等离子体左边界下降。如由图 4(б)所知，在 z_1 点附近，$|V|^2$的振荡可忽略，并且过渡到几

何光学。在这种情况，数值 $|V|^2$ 很精确地对应于能量的局部的反射系数。

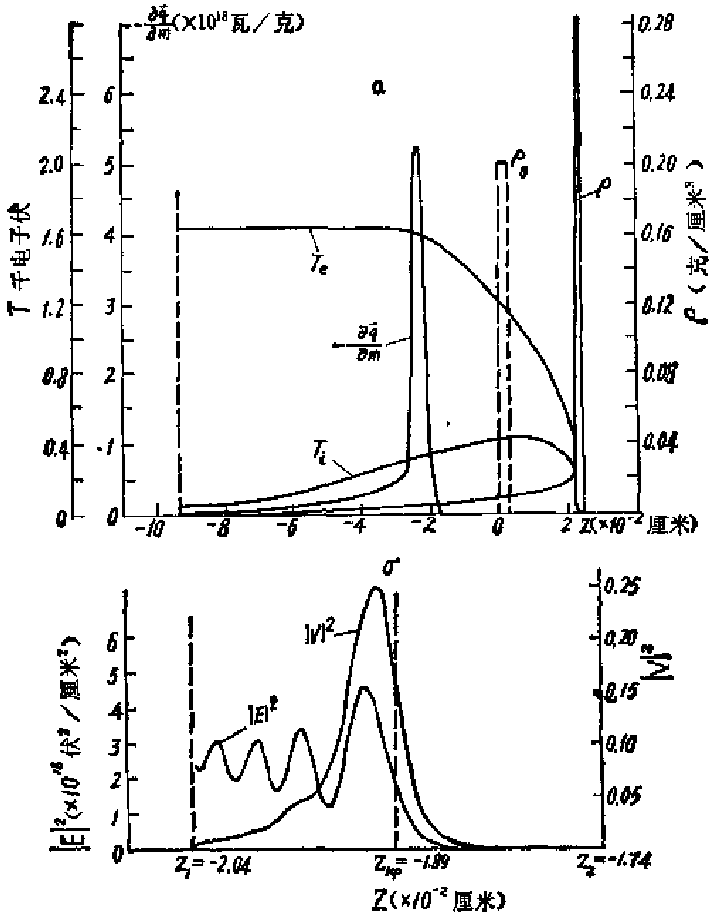


图 4 在$q^+=10^{14}$瓦/厘米²的恒定脉冲开始入射到厚度 30微米的 DT 层后经过 1 毫微秒的密度、温度与释能曲线(a)以及在同一时刻在临界点邻域的场结构(б)

为了说明等离子体层飞散的动力学，下边列出厚度 30 微米的 DT 层在照射时间 t^*分别在纯经典吸收情况($t^*_{кл}$)和考虑反常吸收过程($t^*_{ан}$)时对于通量 q^+的依赖关系：

q_1^+,瓦/厘米²:	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{16}	10^{18}
$t^*_{ан}$,毫微秒:	52	9.1	1.86	0.818	0.403
$t^*_{кл}$,毫微秒:	52	9.3	2.35	1.35	0.881

时间 $t^*(q^+)$是根据使层的最大密度等于临界值的条件获得的。

我们指出，图 2 表示了在时间 t^* 内积分的反射系数的数值，由上列数据可知，它取决于入射通量的数值。在脉冲持续时间固定的条件下，可从图 3 求出反射系数对通量的依赖关系，由图 3 可知，反射系数既随通量的增加而增加，也随其减小而变小。

对于在实验[11] 中已实现的方案作了计算：已知形状与持续时间的通量入射到聚乙烯靶上。图 5 绘出了入射与反射脉冲，以及计算的反射系数（真空中的 $|V|^2$数值）对时间的依赖关系。实验中观察到的能量反射率是～3%，算出的数值是 3.33%。应当指出，在一维模型的范围内，对平面靶实验的解释只具有定性的特点。实际上在靶上的焦斑尺寸一般比构成等离子体的“火花”尺寸小得多，因此在轴对称条件下应当是两维的问题。但是若

在实验中应用了具有低光强度数值的聚焦光学元件，则可假设激光辐射同“火花”的某个部分相互作用，其曲率无关重要。图 6 表示了相应于脉冲作用开始后 $t=4$ 毫微秒时刻的曲线。

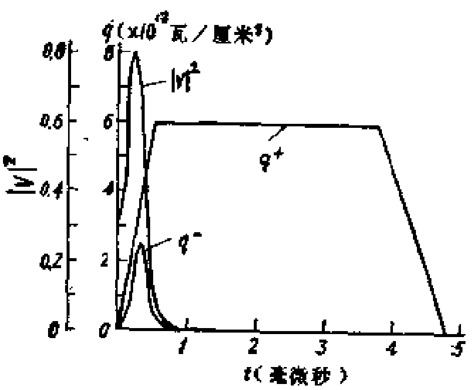


图 5　在聚乙烯靶情况中，入射和反射通量以及瞬态反射系数随时间的变化关系

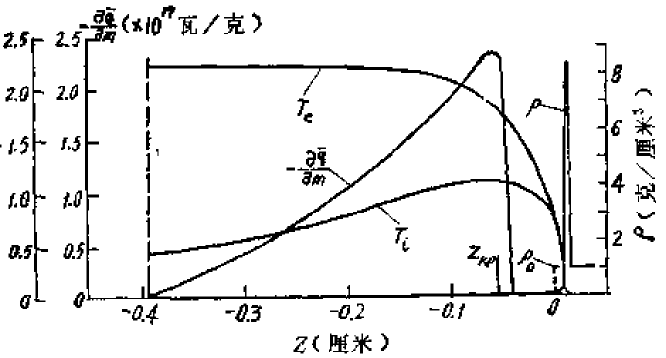


图 6　在 $t=4$ 毫微秒时刻的密度、温度及释能的分布［靶由 $(CH_2)_n$ 构成］

还研究了激光脉冲的对比度对反射能量数值的影响。先研究了 $q^+=10^{14}$ 瓦/厘米^2，$\tau=1.7$ 毫微秒的恒定脉冲入射到 DT 混合层的情况。在这种情况中能量的反射率是 4.9%（参看图 3 中相应于 $q^+=10^{14}$ 瓦/厘米^2，$\tau=1.7$ 毫微秒的曲线）。然后研究了这个脉冲具有预脉冲的情况，此预脉冲在3毫微秒的时间中，线性地由零增加到 10^{11} 瓦/厘米^{2}的数值（无延迟时间）。在这种情况中对比度约为 10^{-3}。能量的反射率是 1.1%。虽然预脉冲同主脉冲相比只包含微小的能量，但能量的反射率却减小了好几倍。

应当指出，在我们的计算中应用了由于电子迁移产生的热通量的经典表达式：

$$\Phi=-\kappa_0 T_e^{5/2}\frac{\partial T_e}{\partial z}.$$

在文献[12]中证明了此表达式在条件 $\Phi\leqslant\delta\Phi_{最大}$成立时是正确的，式中

$$\Phi_{最大}=n_e T_e(T_e/m_e)^{1/2},\quad 0.03\leqslant\delta\leqslant 0.1.$$

对于图4所描绘的温度和密度分布曲线的 δ数值的估算给出如下数据（$\kappa_0=1.93\times10^{19}$克·厘米·秒$^{-3}$·千电子伏$^{-7/2}$）：

在点 $z=2\times10^{-2}$厘米，

$T_e=0.5$千电子伏，$|\partial T_e/\partial z|=40.6$千电子伏·厘米$^{-1}$，

$n_e=4.7\times10^{21}$厘米$^{-3}$，$\Phi/\Phi_{最大}=0.04$；

在点$z=0$

$T_e=1.23$千电子伏，$|\partial T_e/\partial z|=21.4$千电子伏·厘米$^{-1}$，

$n_e=1.77\times10^{21}$厘米$^{-3}$，$\Phi/\Phi_{最大}=0.1$；

在点 $z=-1.9\times10^{-2}$厘米

$T_e=1.56$千电子伏，$|\partial T_e/\partial z|=14.4$千电子伏·厘米$^{-1}$，

$n_e=10^{21}$厘米$^{-3}$，$\Phi/\Phi_{最大}=0.2$。

由上述估算知道，在此情况中应用Φ的经典表达式在物理上是正确的。

表中所列的有效碰撞频率是在弱紊流均匀等离子体近似下得到的[9]。本文发展的处

理方法也能应用其它可能的，尤其是从数值实验所得到的有效碰撞频率。等离子体的不均匀性只对不稳定性的激发阈值发生影响，在本文所研究的情况中主要是光波衰变为等离子体和离子声波（频率为 ν_1）。要使等离子体不均匀性对不稳定性的激发阈值发生显著的影响，下述条件必须成立（见[9]第179页）：

$$H \ll l_e \ln(\omega/\nu_e),$$

式中H是不均匀性的特征尺寸，l_e是电子的自由程的长度，ω是辐射频率，ν_e是电子的碰撞频率。让我们在图4所列参数的等离子体例子中检验此条件：$H \approx 10^{-1}$厘米，$u_e = (T_e/m_e)^{\frac{1}{2}} \approx 1.6 \times 10^9$厘米/秒，$\nu_{ei} \approx 5 \times 10^{11}$秒$^{-1}$，$l_e \approx 3 \times 10^{-3}$厘米，$l_e \ln(\omega/\nu_{ei}) \approx 2.4 \times 10^{-2}$厘米。这些估算表明，在本情况中不稳定性的影响不重要。

因此由上列计算显见，反射能量部分可因条件变化（脉冲长度，预脉冲的存在）而显著不同。可用这些结果解释在不同的装置中所进行的实验（参阅文献[13]中概述性的图表）。当然应当注意，除上述效应外还存在一系列物理现象（例如，在光倾斜入射时发生的折射），在解释同光能注入等离子体的测量相联系的实验数据时必须考虑这些现象。但是这篇文章所得到的结果表明，在确定的条件下，激光脉冲能量对靶等离子体的贡献可以很大，以保证流体动力学效率的必须数值。

参 考 文 献

[1] Ю. В. Афанасьев И Т. Д. ,ПММ, 39, 451 (1975).
[2] Ю. В. Афанасьев И Т. Д. ,ЖЭТФ, 71, 595 (1976).
[3] Ю. В. Афанасьев И Т. Д. .Письма в ЖЭТФ, 21, 150 (1975).
[4] И. В. Немчинов, ПММ, 31, 2 (1967).
[5] Ю. В. Афанасьев И Т. Д. ,Препринт ФИАН, №66, 1972.
[6] В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, «Наука», 1967.
[7] В. А. Бойко И Т. Д. ,Препринт ФИАН, №66, 1972.
[8] J. Dawson et al., Phys. Fluids, 12, 875 (1969).
[9] В. П. Силин, Параметригеское Воздействие излучлния большой мощности На плазму, «Наука», 1973.
[10] А. А. Саморский И Т. Д. ,Разностные методы газовой динамики, «Наука», 1975.
[11] О. Н. Крохин И Т. Д. ,ЖЭТФ, 69, 206 (1975).
[12] R. C. Malove et al., Morse. Phys. Rew. Lett., 34, 721 (1975).
[13] А. А. Рупасов И Т. Д., Препринт ФИАН, №53, 1973.

[郑承恩译自《ЖЭТФ》，72，170（1977），沃新能校]

激光聚变中的热传导限流

比克特尔顿(R. J. Bickterton)

前　言

在讨论激光聚变计算结果时，为了方便起见分球形等离子体为三个区域。第一个区域是最外边低密度冕，它沿半径向里延伸到电子密度等于该激光频率的临界密度的地方。通常我们假设所有入射激光是在这个区域被吸收。第二个区域是被从冕开始的热传导所加热的较稠密的烧蚀的等离子体。第三个区域是心部，它在初始阶段被压缩得尽可能地接近等熵过程。在第二个区域，热传导是占优势的过程，这里的条件可以变得如此极端，以致使热导率的简单概念变得不适用了。这篇文章的目的是讨论对于能量流的综合限制。

限　制　效　应

电离气体热导率是在假设 $\lambda_e(dT_e/dX)\ll T_e$ 的前提下计算的，这里 λ_e 是电子——电子平均自由程。当 $\lambda_e(dT_e/dX)\longrightarrow T_e$ 时，傅里叶热传导理论变得不适用了，而含有温度和速度梯度乘积的附加项就显得重要起来。对于电离气体，这些附加项的系数还需进行计算。

在电离气体里，当有电子温度梯度时，将出现这样电场 $E\sim(CK/e)\ (dT_e/dX)$，而使情况更加复杂起来。很清楚：如果 $\lambda_e(e/c)E\sim KT_e$，即 $\lambda_e(dT_e/dX)\sim T_e$，有些电子将发生剧烈的逃逸现象。

这样，至少有了二个理由说明当 $\lambda_e(dT_e/dX)\rightarrow T_e$ 时为什么热传导的正常理论值得怀疑。进一步说，热流本质上是由于电子速度分布中存在一个“不对称性”而引起的。所以，它不可能超过无规粒子流和平均热能的乘积所给出的值，即：

$$(q_1)_{最大}\sim n\frac{\bar{C}_e}{4}\left(\frac{3}{2}KT_e\right). \tag{1}$$

这个最大热流的数量级相当于：

$$(q_1)_{最大}\sim\chi\left(\frac{dT_e}{dX}\right)_{最大}. \tag{2}$$

其中 χ 是热导率的正常系数和

$$\left(\frac{dT_e}{dX}\right)_{最大}\sim\frac{T_e}{\lambda_e}.$$

在这些极端条件下，电子的速度分布将远远偏离麦克斯韦型，同时还存在着发生不稳定性的可能性，特别是当 $T_e>T_i$ 时，离子声波将会被激发。在热导率的计算中，被扰动的速度分布是用一个多项式的收敛级数表示的。如果我们仅取这个级数的第一项，那么，对具有反平方定律相互作用的简单气体，我们得到下面的一维分布

$$f(v_x)=n\left(\frac{m}{2\pi KT_e}\right)^{1/2}\exp(-V_x^2/W^2)$$

$$\times\left\{1+\frac{3.2\lambda_e}{T_e}\frac{dT_e}{dX}\left(\frac{V_x^3}{W^3}-\frac{3}{2}\frac{V_x}{W}\right)\right\} \tag{3}$$

其中 $mW^2/2=KT_e$

这个分布在 $(V_x)_c/W\ll 1$ 时，有下面的性质：

$$\text{当}\quad (V_x)_c=\frac{3}{2}\left(\frac{KT_e}{2m}\right)^{1/2}\left(\frac{3.2}{T_e}\lambda_e\frac{dT_e}{dX}\right)\quad\text{时，}$$

$$\text{有}\quad \frac{df}{dV_x}=0 \tag{4}$$

然而，当 $(V_x)_c>(KT_e/M)^{1/2}$ 时，我们将预料出现离子声波不稳定性。不稳定性增长率的典型值应是 $\sim 0.1\omega_{pi}$。这个论点导出一个受到限制的能流的数量级

$$(q)_{\text{最大}}\sim n\left(\frac{KT_e}{M}\right)^{1/2}(KT_e) \tag{5}$$

它是前面给出上限（方程（1））的 $(m/M)^{1/2}$ 倍。这个更为苛刻的限制应仅适用于当 $T_e\gg T_i$ 的时候，并且还要有足够时间使不稳定性得到发展。

对激光聚变的应用

对应于激光波长为 0.1，1 和 10 微米的临界密度和不同的电子温度，能流的最大值如下所示：

波长（微米）	临界密度	$(q_1)_{\text{最大}}$（瓦/厘米^2）$T_e=1$千电子伏	$T_e=10$千电子伏	$T_e=100$千电子伏
10	10^{19}	6×10^{11}	1.9×10^{13}	6×10^{14}
1	10^{21}	6×10^{13}	1.9×10^{15}	6×10^{16}
0.1	10^{23}	6×10^{15}	1.9×10^{17}	6×10^{18}

如果 $T_e\gg T_i$，那么，我们预期不稳定性限制的能流将会再小一个数量级。值得注意的是：在一个热核能量增益为 30 倍的典型计算中，临界密度半径处的能量流的数值达到 10^{16}—10^{17} 瓦/厘米^2 的范围。这样，作为一个应用，似乎除非激光在被吸收前传播到比临界密度高得多的密度区，10 微米 CO_2 激光器才能是有用的。

最后我们指出：在极限条件下的热传导的实验资料应当可以从强激波的研究中得到。

〔许长根译自《Nucl.Fusion》，Vol.13，457（1973），苏兆冰校〕

激光压缩玻璃球壳的实验研究

查拉蒂斯(G. Charatis)等

美国 KMS 聚变公司

当强激光照射充 DT 的玻璃球壳时，实验上观测到了激光压缩球壳、靶心加热和中子产生。要获得强烈的压缩和产生中子要求有近乎均匀的照射，靶上每毫微克玻璃壳质量有大于0.7焦耳的能量、靶的对称解体和作用于靶上 10^{15} 瓦/厘米^2 的功率密度。本文详细描述了激光系统，靶的照明光学系统，靶和激光照射靶的诊断学。

1. 引　　言

KMS 聚变公司进行的实验旨在验证激光驱动聚变的理论概念[1,2]。这些理论概念表明用强激光对靶作球形对称加热可能产生消融驱动压缩，并把靶心加热到热核条件。许多研究者已经报道由 CD_2 和 LiD 球[3,4]以及固体氘靶[5,6]产生中子。KMS 聚变公司的实验首次直接观察了导致产生中子的靶球压缩和靶心加热。实验中从被压缩的玻璃球壳内氘-氚所产生的中子是和从 X 射线针孔照片推断出来的靶压缩相关的。激光能量耦合进靶的压缩是由测量 X 射线和粒子的动能进行研究的；实验中还测定了作用于靶上激光能量转变成辐射能和等离子体动能的部分。

2. KMSF 的激光系统

KMSF 的激光系统是由一个锁模钇铝石榴石振荡器、一台 CILAS VK 640 激光器、一个附加的 80 毫米孔径的棒状放大器和七个 10 厘米通光孔径的 GE 片状放大器组件所组成。由一个激光触发火花隙和双普克耳斯盒组件从振荡器输出的脉冲列中选出单个 30 微微秒的脉冲。这个脉冲接着被分成几个事先已确定时间延迟的脉冲，这些脉冲经过适当衰减后并合成同方向的一个整形脉冲。用在激光打靶实验的这个由堆积而成的整形脉冲的半功率点的全宽度为 30 微微秒至 1 毫微秒，在靶上的激光能量达到 230 焦耳。

整形脉冲经 VK 640 激光器和 80 毫米口径的放大器放大，再传送 30 米远进入 GE 片状放大器（见图 1）。从放大器序列输出的激光脉冲是水平方向偏振的。KMSF 激光系统成功运转时需具备如下条件：

a) 软边光阑把光束中衍射环的形成减至最小；

b) 用作隔离的普克耳斯盒既抑制自振荡并有助于靶的隔离（消光比$>10^4$）；

c) 用法拉第旋光器来保护激光器免受由靶反射回来的激光的损伤。

d) 用可饱和染料盒使靶与激光器荧光（一种放大后的自发发射）隔离。

入射于靶上的荧光能量由一个积分光二极管监测。通常，在主激光脉冲之前靶受到0.2—5毫焦耳的荧光所照射。

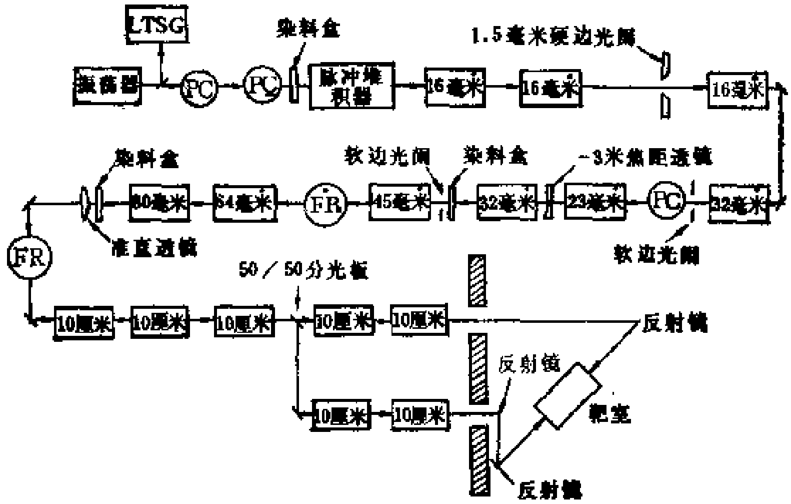


图1　KMSF的激光系统

图中：LTSG—激光触发火花隙，FR—法拉第旋光器，PC—普克耳斯盒，•—CILAS　VK 640激光系统。

3. 靶的照射和对准

所用的两个$f/0.6$的非球面透镜和两个椭球面反射镜[7]的照射靶系统，在整个靶球面上以基本上正交入射方式把激光能量接近均匀地传送到靶上。靶被置于两个椭球面镜的公共焦点上（见图2）。椭球面镜有效地把每个透镜对靶的锥角从80°增至144°。使用时将透镜与椭球面镜间沿纵向从相重合的焦点位置移开少量的位移，有意引进象差，使得整个靶的表面得到接近均匀的照射。

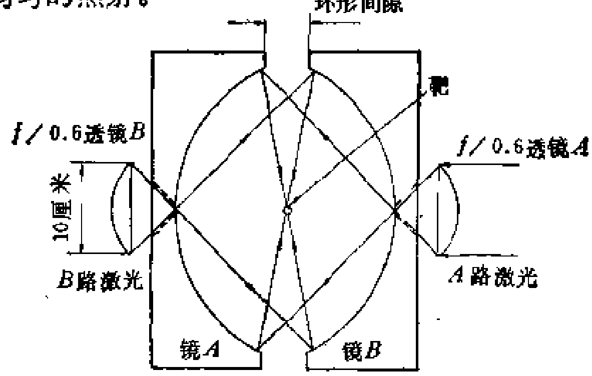


图2　KMSF两束光椭球面镜照射靶的系统

靶的对准是用一台同主激光束共轴以及发散度相配的连续钇铝石榴石激光器来完成的。一台电视摄象机通过1％的分光板来观察每路中由靶反射回来的钇铝石榴石激光。第二台电视摄象机则监视靶在光轴上的调焦位置。

4. 靶

在这一系列实验中所用的靶是充有氘气或氘-氚（DT）混合气体的玻璃球壳，它固定在3微米粗细的氧化铝纤维上。

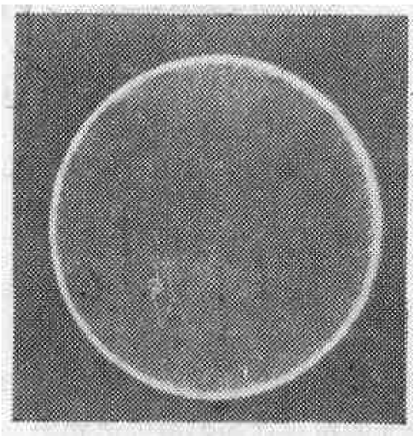
激光打靶实验的参量最佳化要求得到直径、壁厚和燃料气体气压具有大的可变范围的靶。靶的外径变化范围为30—700微米；壁厚变化范围为0.5—12微米，对任意单个靶壁厚，可观测到的最小变化量为5%。靶内全部燃料气体压力在1—200个大气压内变化。

用作靶的每个球壳都单独表征出其性质。这种特性包括：

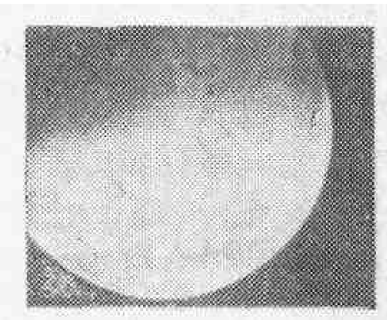
a）用球壳的显微射线照片所作的光密度测量数据进行计算机分析，测得平均壁厚和壁的不均匀性（见图3*a*）；

b）靶表面的扫描电子显微照片（见图3*b*）；

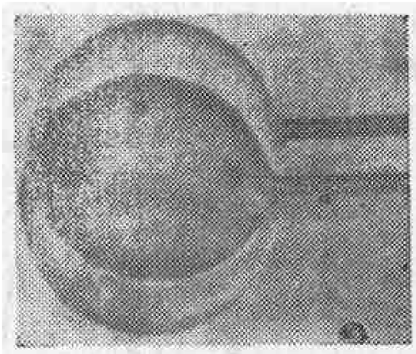
c）用一台分象目镜和量规组件作球壳的外径和圆度测量（见图3*c*）。



(a)



(b)



(c)

图3 表征靶特性的三个场合

(a)—射线照相的负片； (b)—扫描电子显微照相； (c)—分象目镜。

用气体渗过球壳壁的办法使球壳内充上所需压力的气体。为了完成这个过程，把球壳装入一个压热器内，然后在室温下使器内气体或混合气体的压力等于所要充的压力。将压热器在一个升高温度下维持足够长的时间，确保所有的球壳内的压力等于压热器预先设计好的压力，充气的过程就完成了。充完气后，将充进气的球壳从压热器中取走并在室温下保存起来。

一批充过气的球壳的气压和气体成分，是使一些球壳的统计样品破碎，再分别测量或分析从每个破碎的球壳中释放出的气体而获得的。在甘油中把一个球壳弄破，于是形成一个与初始气压大小有关的气泡，从而测出在球壳内的总气压。在电离室中弄破一个球壳，并测量全部放射性剂量，就可测出氚的总量。在四极质谱仪的离化室中弄破一个球壳，就可以测定气体的比率。

在一个低温仪器中使充入球壳的气体冷凝，然后用光学方法测量在球壳内冷凝 DT 的尺寸，就可对单个球壳的气体含量作无损测定。这种光学-低温技术可用来测定不是由主激光脉冲而是由荧光（或其他预脉冲）照射过的球壳内究竟还有没有燃料气体。

5. 激光照射靶实验中的诊断学

在两个椭球面反射镜之间的 50 毫米环形间隙提供了一个直接观测诊断区域（此区域简记为 DVDR）。等离子体的、光学的和 X 射线测试仪器围绕这个间隙排列如图 4 所示。两个椭球面镜边缘的间隙对靶的张角为 0.53π 弧度。探测中子的测试仪器（见图 5）和测量靶反射率的装置（见图 6）没有设置在这个环形间隙观测区内。

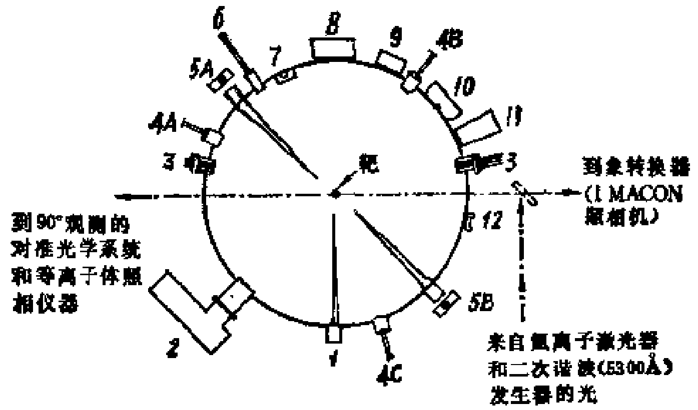


图 4　放置在 DVDR 中的诊断设备

1—靶球支杆，　2—质谱仪，　3—4 个 PIN 二极管，　4—电荷收集器，　5—针孔照相机，　6—压力换能器，　7—镜支座，　8—漫射光卡计（PG90），　9—弯晶 X 射线能谱计，　10—散射激光能量监测器（差分卡计），　11—NaI闪烁器，　12—TLD 手板匣。

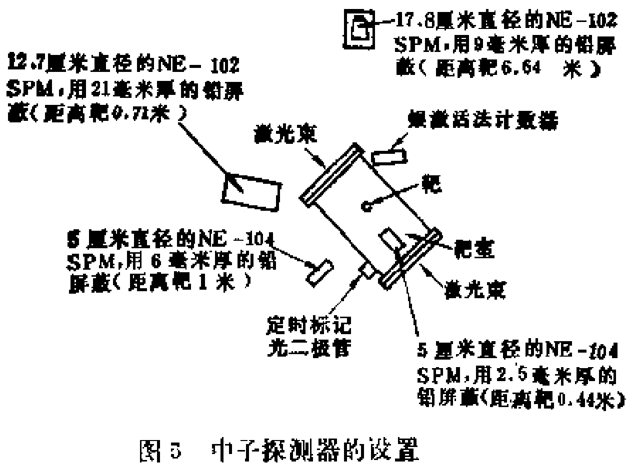


图 5　中子探测器的设置

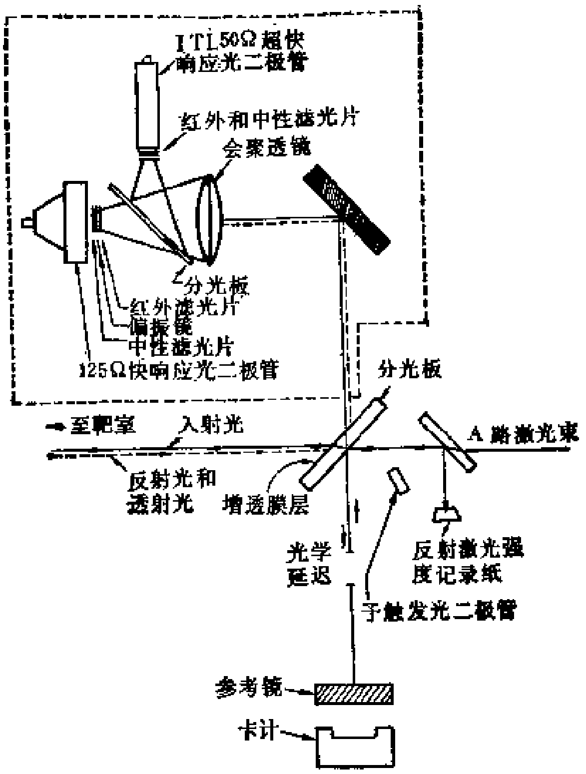


图6 脉冲形状、激光能量和靶反射率测试设备

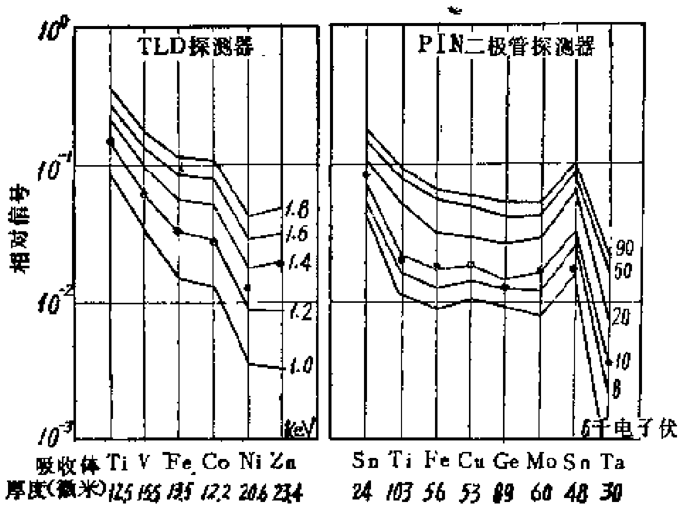
5.1 光能量测量

在两路激光的光路中用快响应光二极管和卡计来测定激光脉冲的形状、靶面上的能量、通过椭球面镜系统返回来的反射光和透射光的能量、以及跟光轴成90°通过两椭球面镜间隙的观测区逸出的折射光和散射光能量（见图4）。用一个分光板（见图6）分出1%的入射水平偏振光并传送到一个参考镜上。其中一部分光通过参考镜进入卡计。对通过光学系统的透射损耗作校正后，卡计测得的能量就是靶上能量的直接量度。从参考镜来的反射光比靶的反射光提前6毫微秒折向快响应光二极管。一个用红外偏振镜覆盖的快响应光二极管用来探测水平偏振光。另一个超快响应光二极管（不带偏振镜）用来探测水平偏振和垂直偏振的后向反射光的总量。这些光二极管测得入射光通过反射镜系统折回的总能量。激光脉冲半功率点的全宽度的测量是采用快响应的（上升时间≤0.1毫微秒）50欧的ITL光二极管直接耦合到Tektronix 7904型示波器（上升时间≤0.2毫微秒）的偏转板上。光二极管和示波器组合测量的上升时间为0.22毫微秒，畸变小于10%。用一个Imacon 600型象转换器-增强器的条纹照相机改进了时间分辨率为～10微微秒。

5.2 X射线的能量和能谱测量

发射出的线状和连续谱的X射线的总能量是由$CaF_2(Dy)$热释光剂量计（TLD）测得的[9]。用TLD和硅PIN X射线二极管前覆盖薄箔衰减器的X射线滤波技术[10]来测定高于3千电子伏的连续辐射能谱分布。探测器的读数再同以温度作为参考数的理论曲线相比较。

用2.5微米或更薄的K边薄箔覆盖的TLD探测器来观测X射线能谱的低能部分，用更厚的箔或较高原子序数样品的箔覆盖的硅X射线二极管来观测X射线能谱的较硬部分。图7(a)和7(b)给出热释光剂量计和二极管测得的典型数据。在图7(a)中，热释光剂量计的数据同1.2千电子伏温度的理论曲线吻合得最好；二极管的读数则同10千电子伏温度的理论曲线吻合得最好。当用未屏蔽的热释光剂量计探测器测量时，对于如表I中列出的具有代表性的靶而言，测得的X射线总能量以近于作用在靶上的激光能量的1.5次幂增长。



(a) (b)

图7

(a) 温度参量理论曲线同TLD数据典型符合图，

(b) 理论曲线同硅X射线二极管数据符合图。

用一台弯晶摄谱仪（见图4）对X射线的线辐射所作测量的初步结果表明：带一个和两个电子的硅离子具有强的线发射。用容许跃

表I 产生中子的几个场合的特性

产生中子项目	1	2	3	4	5
靶直径(微米)	66	64	78	64	71
靶壁厚(微米)	0.9	0.8	0.6	0.9	0.8
靶球内D-T气压(大气压)	13－18	13－18	13－18	13－18	13－18
靶上能量E_T(焦耳)	40.9	48.3	55.7	52.0	61.2
靶质量M_1(毫微克)	27	23	25	28	28
E_T/M_1(焦耳/毫微克)	1.51	2.14	2.21	1.86	2.19
平均光功率密度I(瓦/厘米$^2\times10^{15}$)	1.35	1.81	1.24	1.78	1.64
激光脉宽(毫微秒)	0.32	0.36	0.34	0.30	0.34
中子产额($\times10^5$)	4	3	3	2.5	2.5
反射激光能量(焦耳)	17.7	22.1	25.3	23.6	28.6
退偏振激光能量(焦耳)	4.5	4.1	4.7	4.3	4.8
进入DVDR的散射激光能量(焦耳)	2.9	4.6	4.4	5.4	3.5
靶吸收能量(焦耳)	8.0	11.4	14.4	14.0	8.2
靶发射X射线能量(焦耳)	0.8	0.8		0.9	0.6
电荷收集器对称性(4A所收集离子能量/4B所收集离子能量)	0.94	0.87	0.93	0.93	1.00
靶上的激光荧光(毫焦耳)	2.2	5.0	2.5	3.5	2.2

迁谱线与禁戒跃迁谱线的线强度比率来估计电子温度和密度[11]。

5.3 等离子体测量

靶质量消融的测量和离子总动能的测量是由几个置于 DVDR 的不同方位的电荷收集器进行的（见图 4）。电荷收集器加上偏压来收集离子流。几个电荷收集器的示波器扫迹（见图 8）作比较来确定靶解体的对称程度。最前面一个锐尖峰由收集器表面的光电子发射所产生，并同激光能量沉积相符合。跟着光电子尖峰的第一个小离子峰由“快”离子产生，而大的离子峰则由“慢”离子产生。4π 立体角内质量收集速率由下式确定：

$$\dot{m}=\frac{\Omega}{\Delta\Omega}\frac{V(t)Am_p}{R_L e Z_{eff}}.$$

式中$\frac{\Omega}{\Delta\Omega}$是收集器所张立体角的倒数，$V(t)$ 是示波器的电压，R_L 是负载电阻（50欧姆），A 是原子量，m_p 是质子质量，e 是电子电荷，Z_{eff} 是被收集到的离子的有效电荷数。这个有效电荷包含对来自收集器表面[1]的二次电子发射作校正，并且由式子 $Z_{eff}=\overline{Z}+4.65\times10^{-8}V$ 所给出，其中 $\overline{Z}$ 为平均离子电荷数，V 为离子速度(厘米/秒)。$\overline{Z}$ 的估算从质谱仪的测量得到。如果靶玻璃壳完全离化，那么被收集的离子将有 $Z=10$ 的平均电荷态。

同样，4π 立体角的动能收集速率由式子$\dot{E}_{k}=\frac{1}{2}\dot{m}V^2$ 来计算。式中 $V=R/t$，其中 R 为靶至探测器的距离，t 为从激光淀积所测得的时间。图 9 表示由图 8 的下面一条示波器扫迹所确定的$\dot{m}(t)$ 和$\dot{E}_{k}(t)$ 曲线。注意到“快”离子虽然仅占被消融质量的～8%，但却携有～45% 的靶的动能。由$\dot{m}$ 和 $\dot{E}_{k}$曲线作数值积分得到了总质量和总动能。

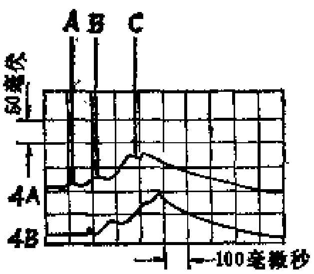


图 8　典型的电荷收集器的示波图

A—光电子发射，B—“快”离子，C—“慢”离子。

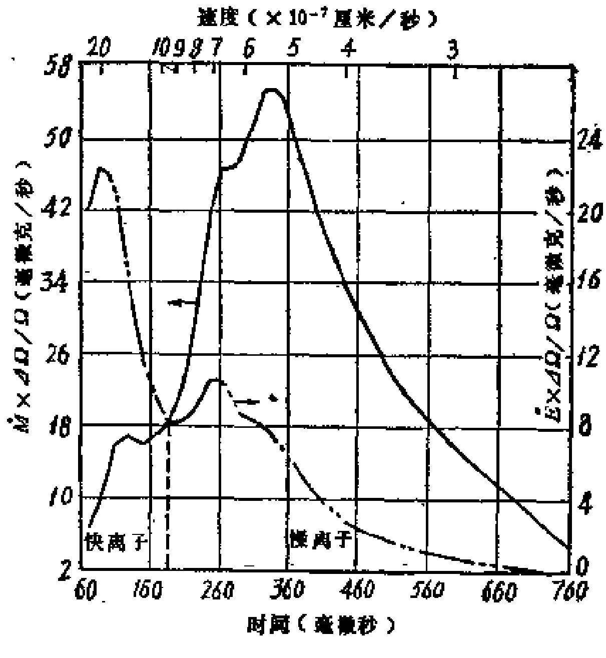


图 9　质量和能量收集速率

$\frac{\Omega}{\Delta\Omega}=2.5\times10^6$，$M_{总}=43$ 毫微克，$M_{快}=3.3$ 毫微克，$M_{慢}=39.7$ 毫微克，$E_{总}=9.9$ 焦耳，$E_{快}=4.4$ 焦耳，$E_{慢}=5.5$ 焦耳。

1）二次发射校正取自LARGE, L.N.的工作。参考 KREBS, K.H., Fortschr. phys. 16 (1968) 452。假定离化的 SiO_2 撞在带有电子的铜上具有接近于 N_2^+ 撞在钨上的二次发射系数。

如图 10 所示的质谱仪用来测量飞溅出的等离子体中的离子种类。与1千伏/厘米的静电场成 45° 进入电场的离子，按照由单位电荷的离子质量所表征的抛物轨道运动并射到几个法拉第离子探测器上。每一个探测器测量一种 A/Z 脉冲的飞行时间，Z 为离子电荷数。由这种方法，在每次打靶时可以测得每种 A/Z 的 E/Z 分布的几个数据点[12,13]。由充 D-T 的玻璃球壳得到的一组有代表性的离子能谱也示于图 10中。在复杂的能谱中观察到 O^{6+} 到 O^{2+} 和 Si^{8+} 到 Si^{3+} 离子的脉冲特征。

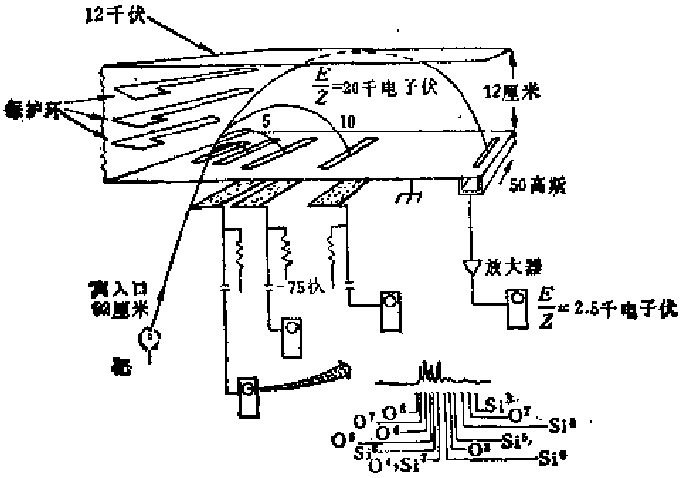


图 10　质谱仪及一组代表性的谱线

离靶 18 厘米和 120 厘米的电荷收集器所得到的数据显示出在 18 至 120 厘米范围内发生少量的复合或电荷交换。因此用入口离靶 92 厘米的质谱仪能够得到关于离靶 18 厘米的电荷收集器的 〈A/Z〉 数据。由表 I 的打靶数据估算出 〈A/Z〉 ≈4。

在有 20 托氦气的本底下也已进行过打靶实验。用 Imacon 600 条纹照相机来记录自发光爆炸波膨胀的时间过程。在 DVDR 的两个压电式压力探针记录冲击压力脉冲(见图 4)。当考虑到长射程"快"离子的能量淀积到氦气中时，由爆炸波动力学测得的靶动能很好地符合由电荷收集器测得的动能。

用主振荡器产生的 30 微微秒脉冲发展了一台超快影象图/纹影图照相机。这个 30 微微秒的脉冲被放大、倍频、时间上进行延迟并用在垂直于主光束光轴的方向，从激光靶球后面来照射它（见图 4）。如此得到的图片用于监测靶解体的对称性和在氦气中爆炸波的形成。

5.4　能量平衡

与光轴成 90° 的折射激光和散射激光能量(E_s)用一个置于DVDR的卡计来测量。再加上垂直偏振（E_v）和水平偏振（E_h）的反射激光能量，就为总的测得的未被吸收的激光能量。在图 11 中，这项未被吸收的能量对入射激光能量（E_i）作归一化后相对于作用在靶上的功率密度作成图。从测得的靶上能量，靶上的照射面积，和由超快速光二极管测得的激光脉冲半功率点的全宽度计算出靶上的平均功率密度。靶上能量减去未被吸收的能量之差便是靶的动能和 X 射线能量总和的上限。

由热释光剂量计的 X 射线能量加上由电荷收集器测得的动能之和代表耦合到靶上的

激光能量数。靶动能加上X射线能量的第二种独立测量是由放置在DVDR的一对匹配的差分卡计完成的（见图4）。一个用1.06微米带通滤光片所覆盖的卡计来测量由靶所散射的与光轴成90°的激光能量。另一个用不带滤光片的卡计来测量散射激光能量以及X射线能量和靶的动能。这两个卡计测量值之差就为粒子能量加X射线能量之和。差动卡计的测量值接着同电荷收集器加热释光剂量计测量值作比较。两者的一致程度一般优于20%。

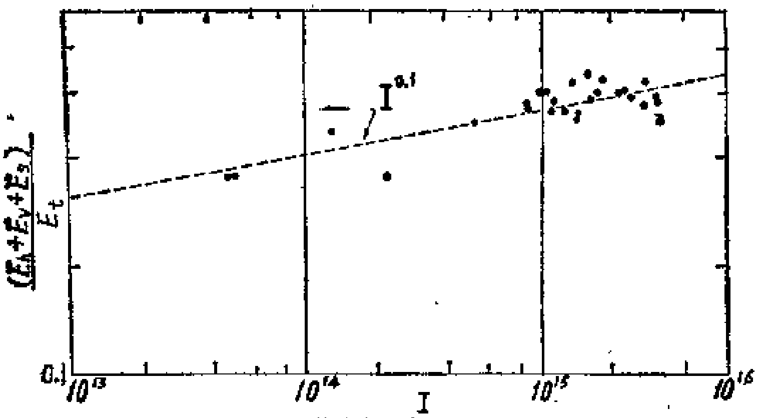


图11 入射在靶上的能量未被靶吸收的部分对平均功率密度之关系

能量平衡的测定是在每次激光打靶中将下述各部分能量加在一起的：1）水平偏振的1.06微米反射能量；2）垂直偏振的1.06微米的反射能量；3）在两个椭球面镜间散射掉的1.06微米能量；4）靶的动能；5）X射线能量。将上列的总能量同在靶上的激光能量作比较，误差约在15%之内。例如就表I的打靶实验而言，平均说来，45%的能量为水平偏振光被反射回来，8.8%的能量为垂直偏振光被反射回来，9.6%的能量在两个椭球面镜间被散射掉，23%的激光能量作为粒子动能与X射线能量之和。

5.5 靶的压缩测量

靶的压缩测量是用两个置于DVDR的X射线针孔照相机进行的（见图4）。两个照相机的针孔均离靶3厘米。上下两部照相机分别具有4倍和15倍的放大率。对于一个10微米直径的针孔和4倍放大率的相机，在靶处典型的分辨率为14微米。上部相机（5A）通过17.5微米的铝片滤波后在Kodak无屏X射线胶片上记录下放大的靶X射线像。针孔照片上的像的径向扫描由一台测微光度计完成。然后用胶片上记录的黑度、针孔的光学结构和胶片灵敏度等数据来测定发射的X射线时间积分的空间分布。下部相机（5B）通过50微米厚的铍箔滤波并由一个Chevron电子倍增器列阵增强10^6倍后，记录下放大了的靶X射线的像。这个像是用一台普通的35毫米单镜头反射照相机摄得。

有两种基本机制使得从玻璃球壳靶发射强X射线。第一种是在激光脉冲照射球壳外边缘期间由电子热导所加热的热的稠密区。如果球壳被弱加速的，则X射线发射区近似于初始球壳外径。实验中，当在靶上的能量小于每毫微克靶质量0.7焦耳时，便发生弱加速的情况。例如图12*a*所示。

第二种是发生在进行着聚爆的球壳被高度压缩和加热的D-T气体的反向压力所平衡

时。此刻球壳的向内动能转换成热能，球壳再次强烈发射 X 射线。因此，预料的 X 射线的针孔像是由两个同心环组成的。这样的像示于图 12*b* 中。从内环直径确定，观察到的体压缩约为 125 倍。

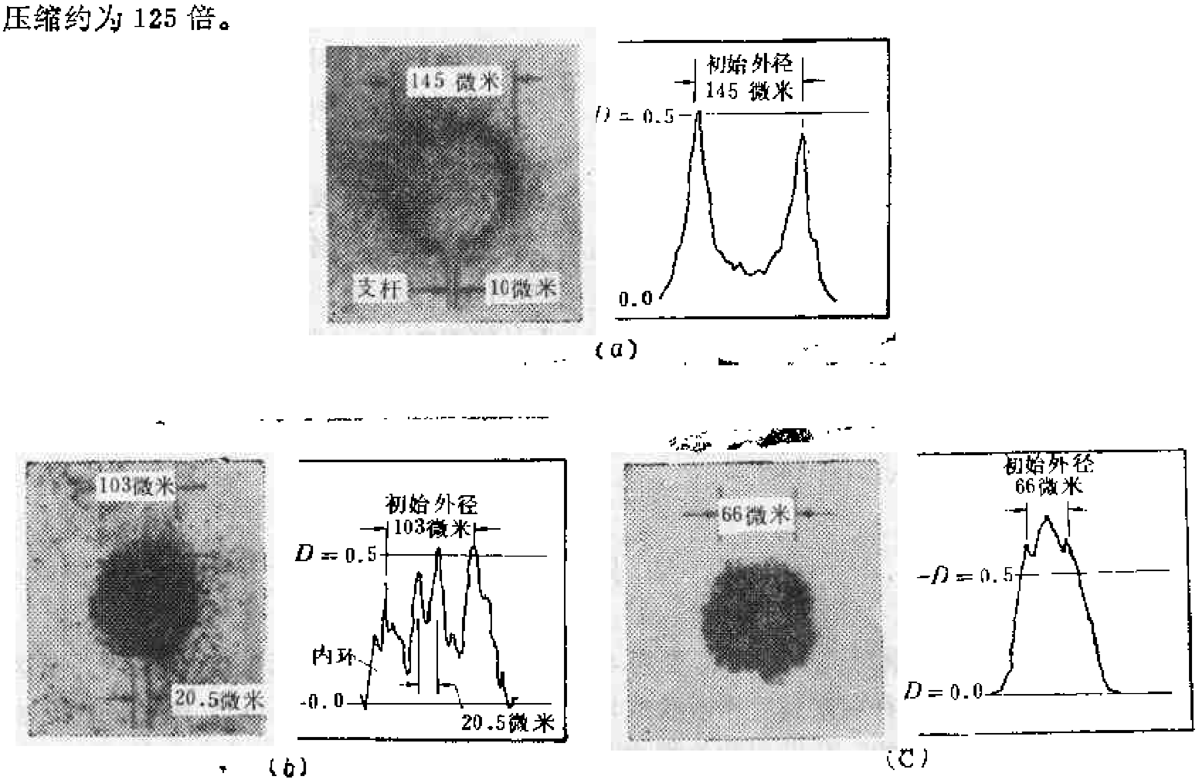


图 12 X 射线针孔照片

a）靶上每单位质量的激光能量（0.2焦耳/毫微克）； *b*）靶上每单位质量的激光能量（1.0焦耳/毫微克）；
c）靶上每单位质量的激光能量（1.5焦耳/毫微克），对应于表Ⅰ中所示的产生中子项目1。

由每一种机制引起发射的 X 射线因球壳壁的运动将在径向上弄模糊。因此，迅速加速的球壳在 X 射线针孔像上表现为一个加宽的外环。同样，在球壳向内运动时较大的动能将使得反向压力所平衡的半径较小和内环将近中心时变模糊。倘若这个半径小于针孔的分辨极限，那么内环将隐没于一个平滑的中心峰中，正如图 12*c* 所指明那样。类似于图 12*c* 的针孔相片表征具有最高中子产额的打靶实验。在这些打靶实验中，靶上的能量超过每毫微克靶质量 0.7 焦耳这个值。

5.6 中子测量

中子产额的测量和飞行时间的测量是由四套闪烁体-光电倍增管探测器（SPM）进行的；其中两个探测器是用 NE-104 闪烁体（5.1 厘米直径、2.5 厘米厚），另两个用 NE-102 闪烁体（一块为 12.7 厘米直径、5.1 厘米厚，另一块为 17.8 厘米直径、10.2 厘米厚）。

由 NE-104 闪烁体的 SPM 具有 2 毫微秒的时间分辨率，用 NE-102 闪烁器的 SPM 具有 6 毫微秒的时间分辨率。这些探测器放置在靶室外部（见图 5）。到达探测器的中子飞行时间测定是参照一个光二极管的定时标记作出的（见图13），这个标记表示激光到达靶的时刻。一个标准的银激活法计数器[15]用于测量高于 10^6 的总的中子产额。

用 17.8 厘米直径的 NE-102 闪烁体-倍增管探测器在距离靶为 6.64 米处测得的一次典型的中子飞行时间如图 13 所示。中子信号在韧致辐射信号之后 106 毫微秒，这个时间就是 D-T 反应产生的 14.1 兆电子伏中子的正确飞行时间差。图 13 的中子信号代表同时到达探测器的 6 个中子的输出信号。

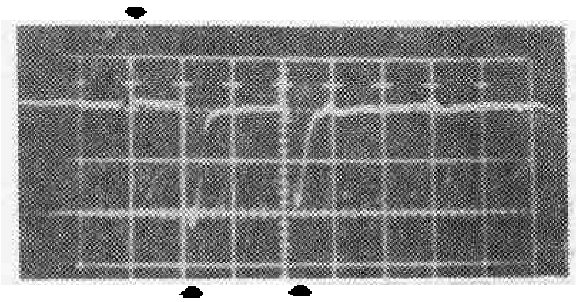


图 13　中子探测器的示波图
探测器为NE-102-SPM。

几次中子产额更高的打靶实验结果示于表 I 中，在探测器的分辨率极限内，所测得的中子从靶到探测器的飞行时间符合于计算得的 14.1兆电子伏中子的飞行时间。这就强有力地证明中子是在靶上所产生而不是位在真空室内某些二次源所产生的[16]。

6. 结果讨论

在这些实验中，玻璃球壳受功率密度为 4×10^{13} 至 4×10^{15} 瓦/厘米^{2}的激光照射。在这个功率密度范围内，没有观察到反常吸收或增大的散射的出现（见图11）。未被吸收的能量依照功率密度所定标的$\sim I^{0.1}$ 规律缓慢增长。虽然“快”离子代表激光能量被吸收的主要部分，可是这一部分能量在较高的功率密度时仅表现出些微增加的趋势，并且不存在阈值。在此功率密度范围内，X 射线能谱的低温部分仍保持低于 1.3 千电子伏。

表 I 概括所选出的几次打靶实验的有关参量。选取靶的大小在这样的范围内，使得用设计好的激光脉冲时得到最高的中子产额。这些打靶实验全部产生类似于图 12*c* 所示的 X 射线针孔相片。

表 I 示出的电荷收集器测量的对称性是代表着中子产额高于 10^5 所需的靶解体的对称性。每当激光照射靶严重不对称时，就观察到压缩的对称性变差和中子产额减少。例如，靶的单边照射得到的是半月形的针孔相片，没有中心压缩峰，没有可观测出的中子产额。同样，一路的激光能量相对另一路延迟 40 至 120 微微秒时压缩是偏心和变差的，且中子产额显著减少。

从充 Ne-DT 气体的球壳[1]（Ne 占压力之 17%）的实验所得的针孔照相表明，其中心峰的辐射比另外同样的充 DT 球壳实验所得的辐射增强 4 倍。这些照相提供对氖气的压缩和流体动力学加热的直接观察。假定氖的混入不影响压缩的流体动力学，于是这些实验表明玻璃壳材料同 DT 气体混合的数量少于同氖气混合的数量。

在靶压缩时核心温度可由球壳驱动气体压缩——膨胀循环的简单模型来估算[17]。由这个模型所得到的中子产额由下式给出：

$$N_{DT}=3\times10^{-28}n_i^2R_i^4C^{2/3}\theta_e^6,$$

1) 这些实验首次由 KMSF 理论组的 P. Hammerling 提出。

式中 n_i 为初始的氘或氚的粒子密度，R_i为初始球半径（单位厘米），C 为体压缩度，θ_0 为在峰压缩时刻核心的温度(单位千电子伏)。取$R_i=35$ 微米，$n_i=1.5\times10^{21}$ 原子/厘米^3，$C=100$（由针孔分辨率限制）和 $N_{DT}=3\times10^5$，则算得的核心温度为 $\theta_0=700$ 电子伏。较高的压缩暗示着较低的温度；如果 $C=1000$，那么 $\theta_0=540$ 电子伏。对应于图 12b 的针孔相片的打靶实验产生比探测阈值（～5×10^3 中子）还少的中子。因为这个靶的 $R_i=51.5$ 微米，$C=125$，中心温度低于 240 电子伏。

目前中子产额的水平还不足以在实验上观察到 14.1 兆电子伏中子谱线的离子热加宽[18]。10^7—10^8 的 DT 中子产额和～4 千电子伏的峰值温度大概容许直接测量被压缩的核心温度。

7. 结　论

以上所描述的实验中已经直接观察到激光加热，靶的压缩和流体动力学加热。观察到的中子数是同靶的压缩相关联并符合于 0.5—0.7 千电子伏[1)] 的核心温度。这些结果从本质上证实激光驱动聚变的某些基本概念，并对把实验扩大到更高的激光能量和更大的聚变靶给予强有力的鼓舞。

参 考 文 献

[1] BRUECKNER, K. A., Rev. Mod. Phys., 46 (1974) 325.
[2] NUCKOLLS, J., WOOD. L., THIESSEN, A., ZIMMERMAN, Na ure(London), 239(1972) 193.
[3] BASOV, N. G., BOIKO, V. A., IAKHOROV, S. M., KROKHIN, D. N., SKLIZKOV, G. V., JETP Lett, 18 (1973) 184.
[4] SOURES, J. GOLDMAN, L, M., LUBIN, M., Nucl. Fusion, 13 (1973) 829.
[5] SALERES, A., FLOUX, F., COGNARD, D., BOBIN, J, L., Phys. Lett., 45A (1973) 451.
[6] YAMANAKA, C., YAMANAKA, T., SASAKI, T., YOSHIDA, K., WAKI, M., KANG, H. B., Phys. Rev., A6 (1972) 2335.
[7] THOMAS, C. E., KMSF Report No. U—190, Submitted to Apple. Opt.
[8] DOWNWARD, J. D., Bull. Am. Phys. Soc., 19 (1974) 886.
[9] MAYER, F. J., MONTRY, G. R., BENN, E., 23 rd Annual Conf. for Appl. of X-ray Analysis, August 7—9, 1974, Denver, Colorado, KMSF Report No. U—187.
[10] JAHODA, F. C., LITTLE, E. M., QUINN, W. E., SAWYER, G. A., STRATTON, T, F., Phys. Rev., 119 (1960) 843.
[11] KUNZE, H. J., GABRIEL, A. H., GRIEM, H. R., Phys. Fluids, 11 (1968) 662.
[12] ALLEN, F. J., Rev. Scient, Instrum. 10 (1971) 1423.
[13] GOFORTH, R. R., Bull. Am. Phys. Soe., 19 (1974) 909.
[14] MAYER, F. J., LEONARD, T. A., Bull. Am. Phys. Soc., 19 (1974) 9174.
[15] LANTER. R. J., BANNERMAM. D.E., LASL Report NO.LA-3498-MS July16,1966.
[16] McCALL, G. H., YOUNG. F., EHLER, A. W., KEPHART, J.F., GODWIN, R. P., Phys. Rev. Lett., 30 (1973) 1116.
[17] OSBORN, R. K., MAYER, F. J., KMSF Report No. U—206.
[18] LEHNER, G., POHL, F., Z. Phys., 207 (1969) 83.

〔林礼煌译自《Plasma Physics and Controlled Nuclear Fasion Research》，Vol. 2, 317 (1974)，楼祺洪校〕

1) 原文误为兆电子伏。——译者

激光辐照充气微球的压缩观察

巴索夫(Н.Г.Басов)等

本文给出了用“Kanbмap”九路激光装置的辐射与充氘 SiO 球壳相互作用的实验研究结果。用针孔照相机记录了靶的数千倍压缩。

与通量密度 q 为～10^{15}—10^{16} 瓦/厘米^{2}及脉冲持续时间为～10^{-10}秒[1,2]条件下完成的球壳靶的压缩实验不同，本工作象文献[3]那样，脉冲持续时间（τ～1 毫微秒）可与壳的压缩时间相比拟。正如文献[4]中所指出的，这种压缩状态可使气体的最终密度达到最大。

“Кальмар”激光装置的辐射由九个方向聚焦到 SiO_2 玻璃壳靶（$2R$～70—140 微米）上。当靶区的光束直径为～150 微米，能量 E_L～60—100 焦耳时，通量密度 q～10^{14} 瓦/厘米^2[5]。当前沿的持续时间为～0.5 毫微秒时，激光脉冲半功率点的持续时间为～1 毫微秒。

图 1(a)是等离子体的本征 X辐射($h\nu\geqslant2$ 千电子伏）的针孔照片。$2R=140$ 微米、$\Delta R\approx2.2$ 微米的球壳充以压力约 35 大气压的氘。明显地看到两个发光的同心环。外面的一个环相应于靶的飞散冕，而里面的一个环相应于紧贴靶内压缩 D_2 气体的玻璃层。由此可以确定其体压缩 δ。通常，δ 的值随靶直径的增加而增大，例如，在图 1(a) 中所列举的那样，当 $2R$～120—140 微米及 ΔR～2—3 微米时，此值为 10^3。这时，压缩氘的密度为 6—8 克/厘米^3，参量 $\rho R\approx10^{-2}$ 克/厘米^2。

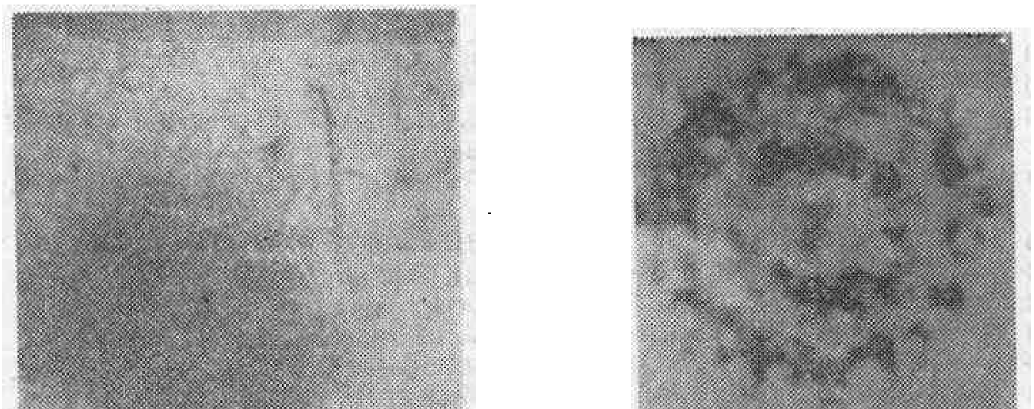


图 1　激光等离子体的针孔照片

a——SiO_2 靶；$2R=140$ 微米，$\Delta R=2.2$ 微米，$p_{D_2}\approx35$ 大气压；

b——双脉冲；SiO_2 靶；$2R=80$ 微米，$\Delta R\approx1.5$ 微米，$p_{D_2}=0$ 大气压。

中子辐射可以用时间渡越法来记录，它由三台带光电倍增管的闪烁探测器组成，光电倍增管放在距等离子体不同的距离上；中子辐射也可以用积分激活计数器来记录。当 $R\leqslant$

100 微米时，一次闪光的中子输出达 10^3—10^4 个中子（绝大多数的充气靶实验都是对小直径壳层进行的）。对于 $2R=140$ 微米及 $\Delta R=2.2$ 微米的壳层，记录到 $(3—5)\times10^6$ 个中子的最大输出。

不高的中子输出不能用时间渡越法以足够的精度测定压缩气体的离子温度。但在一些实验中，用针孔照相法测得了压缩区的电子温度。

图 2 是针孔照片直径截面的密度分布图，这些针孔照片是在用不同厚度的铍滤光片遮盖针孔照相机时拍摄的。由图可见，在滤光片加厚时（在向光谱的更硬部分过渡时），压缩区的发光强度下降得比冕区慢，也就是说，中心部分的 T_e 值比冕的高得多。针孔照片的处理表明，压缩区的 T_e 值达～1.5 千电子伏。

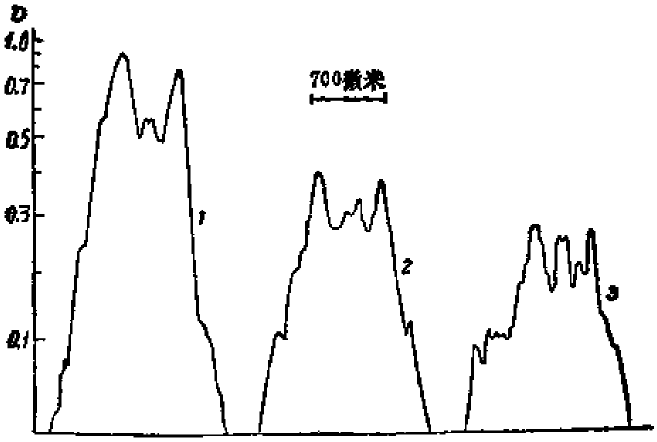


图 2　针孔照片直径截面的密度分布图

相应的 Be 滤光片厚度为：曲线 1——200 微米；曲线2——300 微米；曲线3——400微米。SiO_2靶；$2R=98$ 微米，$\Delta R=1.4$ 微米，$p_{D_2}=0$ 大气压。

为了测定吸收能量，采用了两种量热系统：一种系统用来记录穿过靶并按不同角度折射的辐射；另一系统为开式量热器，它按几个方向记录从靶来的总能量通量（粒子和辐射）。例如，对于图1(a)的闪光，吸收的能量 $E_{吸收}\approx20$ 焦耳。

壳层未"蒸发"部分向中心坍缩的平均速度用两种方法来确定。第一种方法是采用一个特殊整形的激光脉冲，它有两个间隔为～0.7—0.8 毫微秒的强度最大值，它们之间有一个 $\frac{I_{最大}}{3}$ 的强度最小值。此时，在针孔照片上出现两个外同心环和一个中心区[图1(b)]。把外环的直径与激光脉冲最大值相比较，就能确定临界密度区（此处等离子体的发光强度最大）向中心运动的平均速度。测定临界密度区移动速度的另一种方法是研究等离子体中谐波 $2\omega_0$。振荡区的空间以及时间特性[6]，见图3。由图可见，在开始时，临界密度区向离开靶面的方向运动，随后，由于壳层向中心运动，它又向后运动。在压缩以后和膨胀开始时，临界密度区又远离中心。要指出的是，对于壳层坍缩平均速度，这两种方法只给出较小的值（因为它们记录的是临界密度区的运动，而不是压缩玻璃区的运动），对于图1(b)和图 3 所示的实验，此平均速度 $u_{平均}\sim5\times10^6—10^7$ 厘米/秒。这一数值与[7]中 $q<10^{14}$ 瓦/厘米时所获得的值相符，比 $q\sim10^{15}—10^{16}$ 瓦/厘米（短脉冲，$\tau\sim10^{-10}$ 秒）时的要低几倍[3,8]。

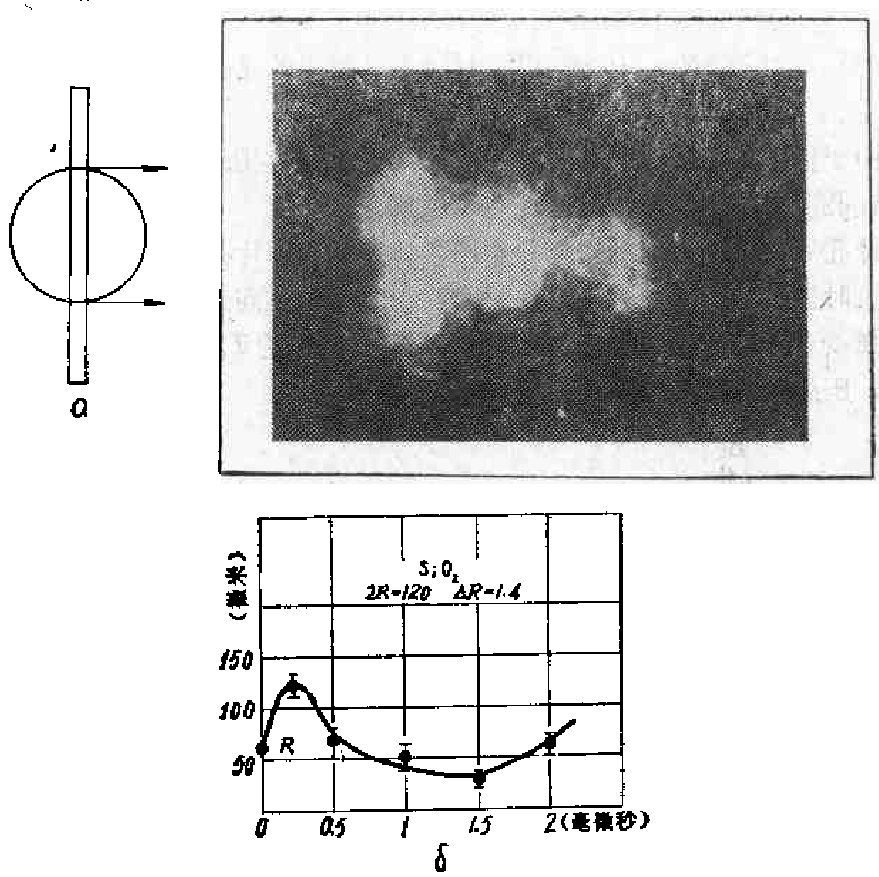


图 3

a——等离子体在$2\omega_0$谐波频率上发光的展开图；

б——临界密度（$N_e=10^{21}$厘米$^{-3}$）运动的R-t图。SiO_2靶：$2R=120$微米，$\Delta R=1.4$微米，$p_{D_2}=30$大气压。

参 考 文 献

[1] P. M. Campbell, G. Charatis, G. R. Montry; Phys. Rev. Lett., 34, 74, 1975.

[2] D. T. Attwood, L. W. Coleman, M. G. Boyle, J. T. Larson, D. W. Phillion, K. R. Manes; Phys. Rev. Lett., 38, 474, 1976.

[3] Н. Г. Басов, А. А. Кологривов, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 23, 474, 1976.

[4] Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. П. Курдюмов, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов; Письма в ЖЭТФ, 21, 150, 1975.

[5] N. G. Basov, A. A. Kologrivov, O. N. Khrokhin, A. A. Rupasov, A. S. Shikanov, G. V. Sklizkov, Yu. A. Zakharenkov, N. N. Sorev; In: "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", Plenum Press, v. 4, 1976.

[6] Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, О. Н. Крохин, Ю. А. Михайлов, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов; Письма в ЖЭТФ, 21, 557, 1975.

[7] D. Billon, P. A. Holstein, J. launspach, C. Patou, J. M. Reisse, D. Schirmann; In, "laser Interaction and Related Plasma Phenomena", Plenum Press, v. 4, 1976.

[8] F. J. Mayer; IAEA Advisory Group Meeting, on the Technology of Inertial Confinement Exper. Dubna, USSR, 1976, Preprint KMSF-U 523.

[周稳观译自《Письма в ЖЭТФ》，26，No8，581—585（1977），
幻 水校]

2 兆兆瓦激光聚变实验

阿尔斯特罗姆（H. G. Ahlstrom）

（加利福尼亚大学劳伦斯利弗莫尔实验室）

劳伦斯利弗莫尔实验室的 ARGUS固体激光系统，已经在 2 兆兆瓦功率水平以上成功地进行了激光聚爆实验。实验中实现了对充氘-氚气体的玻璃微球的聚爆，每次的热核产额大于10^8。中子和α粒子的飞行时间测量表明，氘-氚离子温度已达(3—4.5）千电子伏；而密度与约束时间的乘积（$n\tau$）约为(1—3)×10^{12}厘米$^{-3}$·秒。典型的每束能量为 30 焦耳、脉宽为 30 微微秒的两束 1.06 微米激光用孔径为 20 厘米的 $f/1$ 透镜聚焦在靶上，靶面功率密度高于10^{16}瓦/厘米^2。一大批测试仪器用来监测激光性能以及激光与靶相互作用的过程。实验中测量了吸收、散射光分布和离子喷射的不对称性，证实是非经典共振过程的吸收机制，以及密度标尺高度等于或小于 2 微米。热核燃烧区的对称性是通过测量几个方向上的α粒子通量加以研究的，而对热核区成象的实验正在进行中。这些实验扩充了我们的数据范围，并加深了对早先实验中由0.4—0.7兆兆瓦功率水平的激光引发热核聚爆和激光与等离子体相互作用基本物理学的认识。

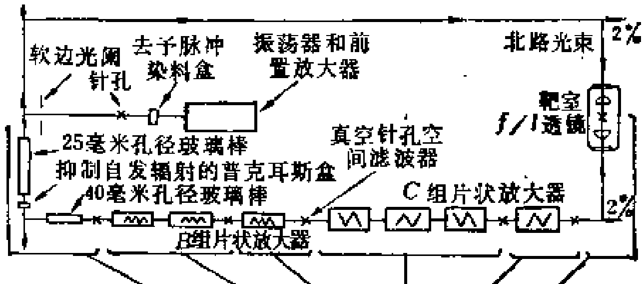
2 兆兆瓦功率水平的激光聚变实验

劳伦斯利弗莫尔实验室（LLL）的激光聚变规划的基本目标是，为了产生热核能而把氘-氚燃料压缩到高密度并使之有效地燃烧。其中一部分工作是了解激光聚爆靶的物理学，因而在两年来进行了一系列的聚爆实验来审查在很大范围内改变照射靶的几何结构和功率密度的情况。

这些实验包括研究激光与等离子体相互作用基本现象的实验[1-6]，以及专门设计来了解激光压缩热核燃料[6-9]的参数空间和物理学的实验。早期对充氘-氚气体玻璃微球靶的聚爆实验[7]和简单的定标律表明，对于充有一定的初始氘-氚气体的靶，其性能应该与$r_0^2W(E_C/M_T)^\beta$成正比。其中β取决于最终的氘-氚离子温度T_i，其依赖关系为$\langle\beta v\rangle=f(T_i)$（当 2 千电子伏$\lesssim T_i\lesssim$5 千电子伏时，$3.5\lesssim\beta\lesssim5$）；$r_0$是靶的初始半径，$W$是靶的壁厚，$M_T$是靶的质量，$E_C$是吸收能量中贡献给聚爆、燃料压缩和加热的“有用部分”。吸收能量的有用部分E_C，可由推进层移动约 30% 靶的初始半径所对应的时间内吸收的能量来大致确定(详见参考文献[7])。因为推进层典型的速度为（2.5—4.5）×10^7厘米/秒量级[7,10,11]，所以明显地看到，在激光脉冲半功率点处的全宽度（简称为脉冲半宽度，记为 FWHM——译注）为≲40 微微秒时，对直径 100 微米的靶来说，全部的吸收能量都“有用”。为了检验这个假设并扩充我们的数据，已经用 LLL 的 ARGUS 激光系统输

出脉冲半宽度为30—40微微秒、功率水平为2兆兆瓦的激光来进行爆炸-推进型[7]的实验。

图1示出ARGUS激光系统的简图和性能概要。在这些实验中，ARGUS激光系统已产生了可聚焦在≲10微米大小上的2兆兆瓦功率。“可聚焦”这个词的意思是指在靶面上激光脉冲的时间波形没有可觉察到的畸变，和有大于90%的能量集中在焦斑上，这个焦斑的大小是在低激光功率下测得的。在实验过程中，靶面上激光功率随时间变化的情形用LLL的条纹相机[13]测量。大口径卡计和多路成象照相机也用来监测等价靶面[14]的功率密度分布情况。图2a—2e中给出ARGUS激光系统输出光束的质量和可聚焦性的例子。



部分	1	2	3	4	5	6
光束直径(毫米)	40.0	85.0	85.0	200.0	200.0	200.0
B积分值：						
小尺寸	0.8	1.0	1.8	3.0	22	23
整光束	0.8	1.8	3.6	6.6	8.8	11.1
每束可聚焦功率（兆兆瓦）	0.007	0.073	0.23	0.97	1.54	1.51

图1　ARGUS激光系统及其性能

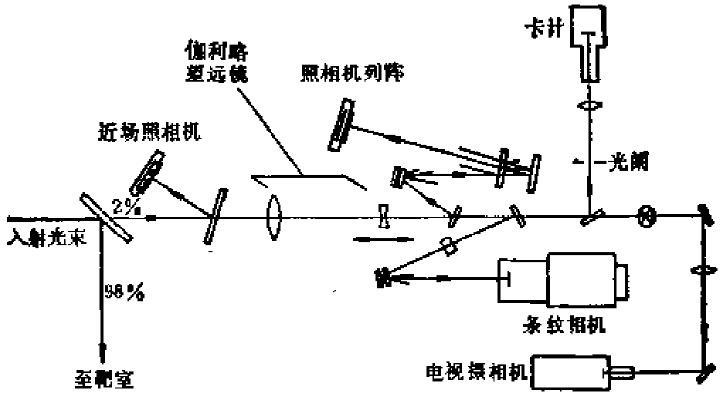


图2(a)　ARGUS入射光束的诊断(76年8月)

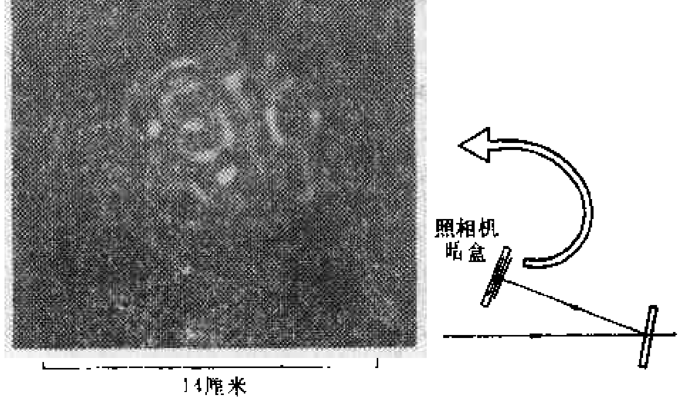
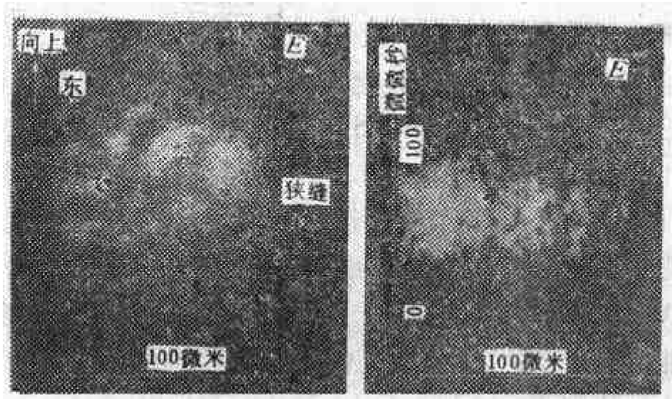


图2(b)　用近场照相机记录输出激光能量分布情况(76年8月)



列阵照相机记录下的
时间积分照片

条纹相机记录下的
时间分辨照片

图 2(*c*)　ARGUS的北面一束激光在典型的低功率密度下在靶面上的能量分布情况

实验序号 36061001，76 年 8 月。

能量为4焦耳，脉宽为60微微秒，功率为0.1兆兆瓦，靶直径为145微米，聚焦透镜相对孔径在 $f/1$ 之内。

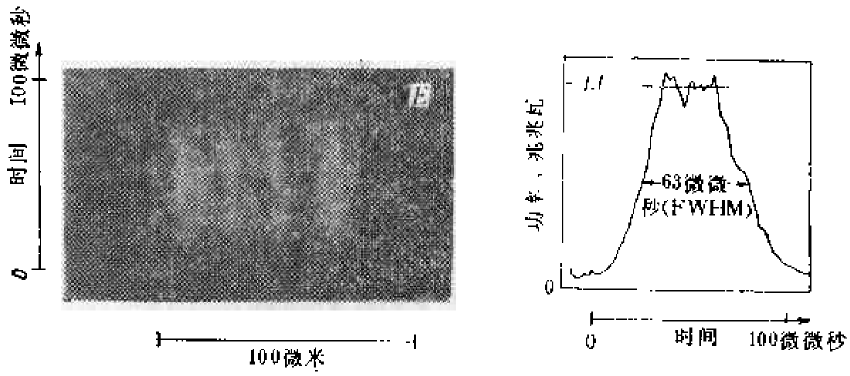


图 2(*d*)　条纹相机记录下的等价靶面

实验序号 36060801，76 年 8 月。

激光能量为 70 焦耳，脉宽为 63 微微秒，中子数为 7×10^7。

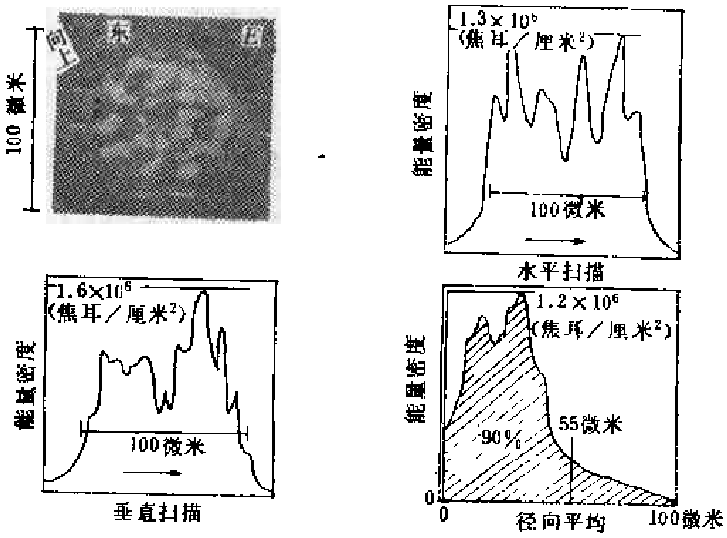


图 2(*e*)　ARGUS 激光束的聚焦性能

实验序号 36060801，76 年 8 月。

激光能量为 70 焦耳，脉宽为 63 微微秒，功率为 1.1 兆兆瓦，中子数为 7×10^7。

实验中所用的靶，其标称直径为 90 微米、壁厚为 0.8 微米，充有密度为 2—2.5毫克/厘米³的等量氘-氚混合物的 SiO_2 微球壳靶。表 1 给出典型的靶的特性、激光的性能和实验结果的概要，并把这个结果跟在 JANUS 激光系统[7]输出 0.4 兆兆瓦功率水平上所进行的实验的结果作比较。表2中给出这种比较的一例。我们注意到 2 兆兆瓦的 ARGUS 实验结果与 0.4 兆兆瓦的 JANUS 实验结果比较时，E_c/M_T 的值大约增大到 2 倍。在达到要求的燃料条件下，靶吸收激光能量的“有用部分”也由测量 α 粒子飞行时间所确定的离子温度所反映。在每次的中子产额大于 10^8 个时，α 粒子飞行时间的实验描绘在图 3 中，这时也有可能作中子能谱的测量[15]。图 4 示出了同一次实验的中子飞行时间信号跟 α 粒子飞行时间测量结果相比较的例子。

表 1 ARGUS 实验结果

实验序号 36091610，76 年 9 月

靶的特征：直径为 105 微米，壁厚为 0.78 微米，充 D-T 量为 1.7 毫克/厘米³。

激光性能：能量为 104 焦耳，脉宽（FWHM）为 42 微微秒，功率为2.5兆兆瓦。

靶的性能：吸收能量 E_a 的百分比为 20.9%，

$$\frac{\text{有用的吸收能量 } E_c}{\text{靶质量 } M_T} = 0.273\text{焦耳/毫微克}^{[7]}。$$

热核产额：中子 $N(n)=(2.2\pm0.5)\times10^8$，$\alpha$粒子$N(\alpha)=(4.8\pm0.5)\times10^8$。

D-T 离子温度：(a)从 α 粒子飞行时间算得 $T_i\leqslant5.4$ 千电子伏，(b)从中子飞行时间算得$T_i\leqslant5.5$ 千电子伏。

积分 X 射线发射(0.3 千电子伏$\leqslant h\nu\leqslant$17 千电子伏)能量 $E_X=3$焦耳。

表 2 JANUS 实验结果

实验序号 75062405，76 年 9 月。

靶的特征：直径为 85.7 微米，壁厚为 0.64 微米，充 D-T 量为 2 毫克/厘米³。

激光性能：能量为 28.3 焦耳，脉宽(FWHM)为 73 微微秒，功率为 0.388 兆兆瓦。

靶的性能：吸收能量 $E_a=7.4$焦耳(26%)，

$$\frac{\text{有用的吸收能量} E_c}{\text{靶质量 } M_T} = 0.140\text{焦耳/毫微克}^{[7]}。$$

热核产额：中子 $N(n)=(2\pm0.4)\times10^6$，α粒子 $N(\alpha)=(1.3\pm0.5)\times10^6$。

D-T 离子温度：从 α 粒子飞行时间算得 $T_i\leqslant2.5$ 千电子伏（注意：探测器只接到 20 个 α 粒子，所以温度误差大）。

积分 X 射线发射(0.3 千电子伏$\leqslant h\nu\leqslant$17千电子伏)能量 $E_X\simeq0.4$ 焦耳。

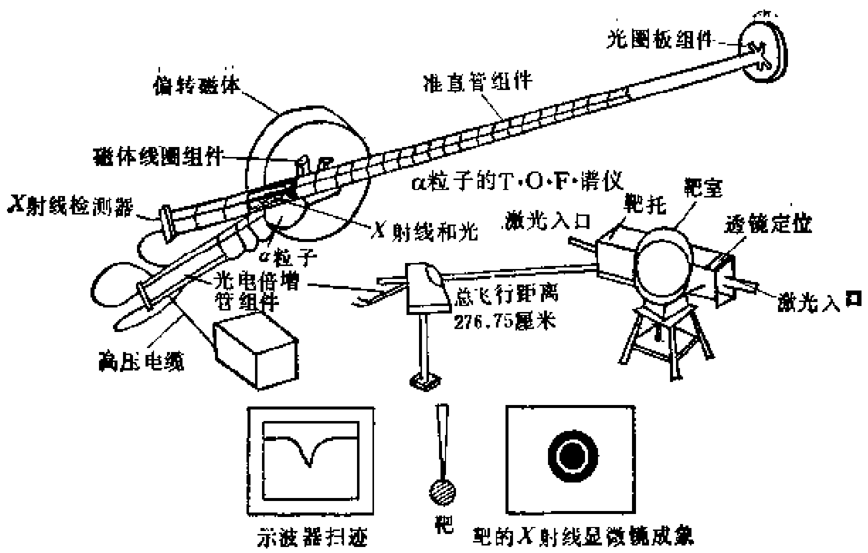
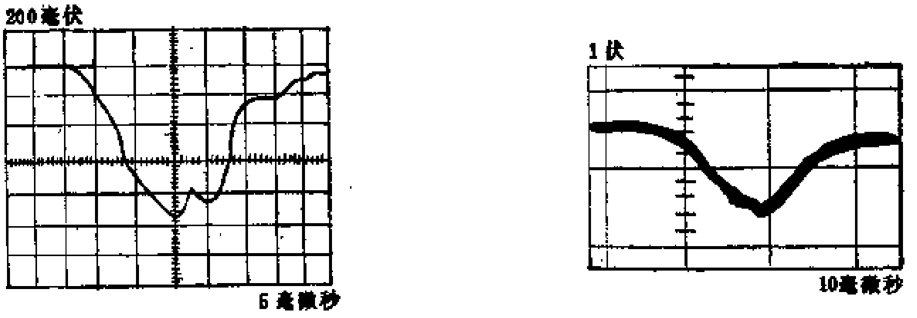


图 3　热核反应检验



(a)中子信号

$E_{峰}=14.03$兆电子伏，$\Delta E=458$ 千电子伏，$\Rightarrow T_i\leqslant$ 6.7 千电子伏。探测器接收到 163 个中子。

(b)α粒子信号

$I_{峰}=3.30$兆电子伏，$\Delta E=410$ 千电子伏，$\Rightarrow T_i=$ 5.4 千电子伏。探测器接收到 94 个 α 粒子。

图 4　测量中子和 α 粒子飞行时间确定燃料温度

实验序号 36091610。

靶：SiO_2微球，直径 105 微米，壁厚 0.78 毫米，充 D-T 量 1.7 毫克/厘米^3。

激光：能量 104 焦耳，脉宽(FWHM)37 微微秒，功率 2.8 兆兆瓦。

利用文献[7]中的简单定标律，我们预期中子产额将按 $N\sim r_0^3W(E_c/M_T)^\beta$ 定标。从表1中，我们得到 ARGUS 激光系统实验时离子温度 $T_i\sim5.5$ 千电子伏，这就暗示出 $\beta\sim3.5$。在表 2 中，由于 JANUS 激光系统实验时离子温度存在着较大的不确定性，因此我们用文献[7]中所提出的E_c/M_T的定标法来标定实验中的氘-氚离子温度。照这个假定，在ARGUS 系统与 JANUS 系统实验中所得到的聚变产额之比估计为

$$\left(\frac{105}{85.7}\right)^3\times\left(\frac{0.78}{0.64}\right)\times\frac{(0.273)^{3.5}}{(0.140)^{4.5}}=166,$$

这个数字在误差范围内是可靠的，它支持了文献[7]提出的模型。

再用我们的模型时，我们也推断出两种实验条件下压缩度增大到 $(0.273/0.140)^{3/2}=2.56$ 倍。图5，6，7 中对在两种功率水平下靶的性能作更全面的比较。图 5 示出把两组实验中得到的中子产额作为入射于靶上的峰值功率的函数画出的图。虽然中子产额似乎按峰

值功率的3次方定标，但这并不是精确的定标律，因为它未考虑到靶的质量、壁厚和脉冲宽度的复杂相互作用。表示实验数据的另一种更为适当的方法如图6所示。图6中，我们把中子产额作为靶的每单位质量所吸收的“有用的”能量的函数关系作图。吸收能量的有用部分是按文献[7]中所规定的方法确定的。此外，中子产额还除以$(W/W_*)(r_0/r_*)^3$作归一化，其中W_*和r_*各为标称壁厚(0.8微米)和标称半径（42.5微米）。方框表示激光放大器系列过载从而引起“光束分裂”的两组实验，由于过载导致输出脉冲在振荡器脉冲的峰值时刻出现凹陷。激光放大器系列过载的结果使得难以解释“有用的”吸收能量“E_C”。方框的水平方向宽度表示所估计的E_C/M_T的范围，方框中包含的数据仅是完整的数据。通过数据作出的曲线是一条最佳估计的符合曲线。显然，也可画出通过数据点的其他曲线，在采用定标律的更为确切的表述之前，应该给出E_C/M_T的较高值和较低值的附加数据。然而，采用现有的曲线所表示的数据以及推断的氘-氚离子温度后，便得出所要表示的数值。由测量α粒子飞行时间算得JANUS实验时T_i～(1.5—2.5)千电子伏，ARGUS实验时T_i～(4—5)千电子伏，这样有益于比较。图7示出氘-氚离子温度作为入射功率和E_C/M_T的函数的两个图。方框的边长代表数据的范围。图8示出两种实验条件下时间和空间积分的X射线能谱。我们注意到超热尾部的斜率θ_H($h\nu$ 10千电子伏）是以入射功率的～0.405次方定标的，同文献[1]和[3]所引用的结果相一致。我们还注意到可以归属于能谱的热部“温度”的提高，从～0.75千电子伏增至～1千电子伏。图9示出在两种实验条件下在2.5千电子伏区域的时间积分的X射线显微镜所成的象。在ARGUS激光系统或者说是在2兆兆瓦实验中，令人印象最深的特色是对称性有相当大的改善。这种改善的趋势在早期的爆炸-推进型实验[7]和用近4π立体角照射系统[8]的几组实验中也已经观察到。在这两种实验中，聚爆的对称性随着在靶上的功率密度（瓦/厘米²）增大而改善。增大功率水平可得到更大的热流和更大的初始温度梯度，因此可以驱使热传导把热量更有效地传至靶的赤道平面上。

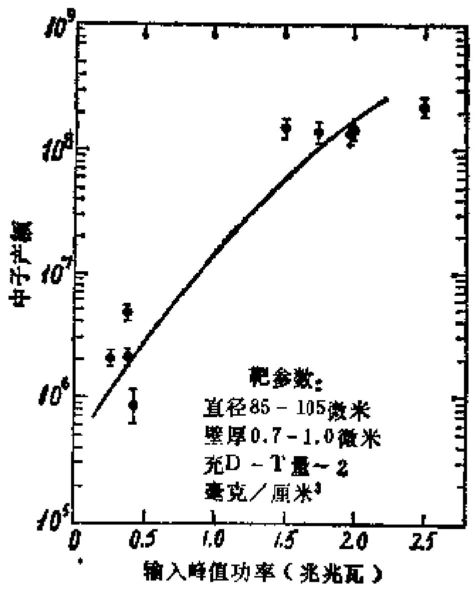


图5

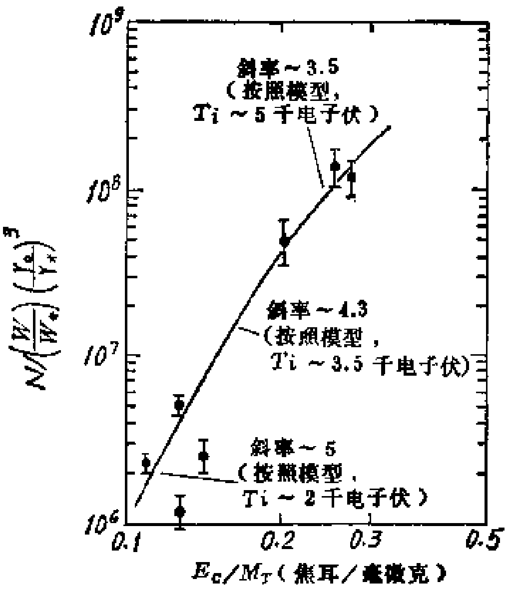


图6

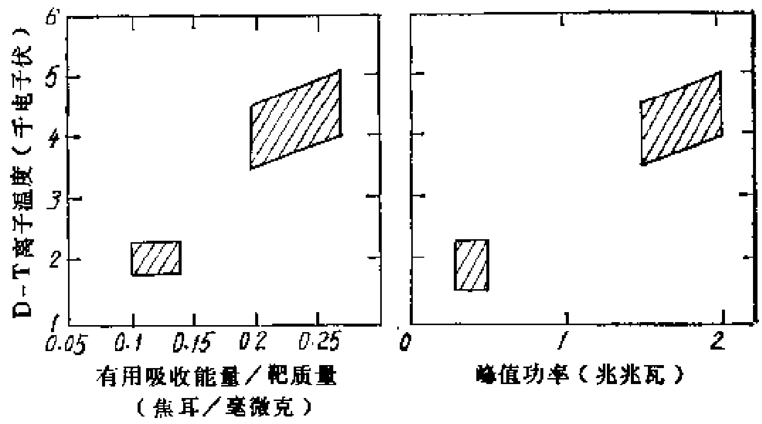


图 7 D-T离子温度随激光峰值功率和$\frac{\text{有用吸收能量}}{\text{靶质量}}$的增大而升高的关系图

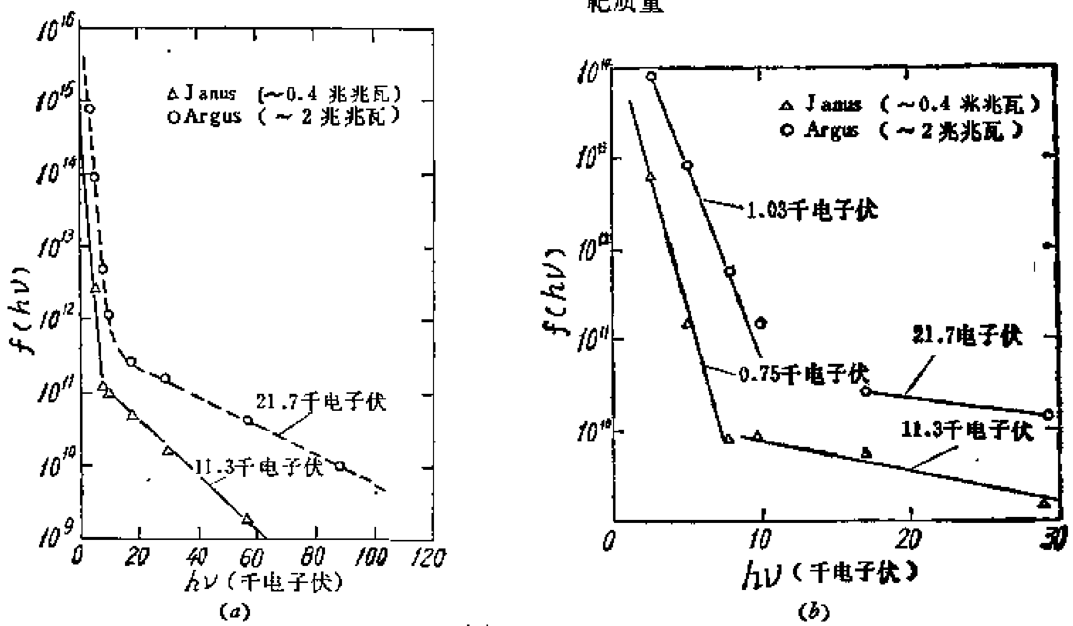


图 8

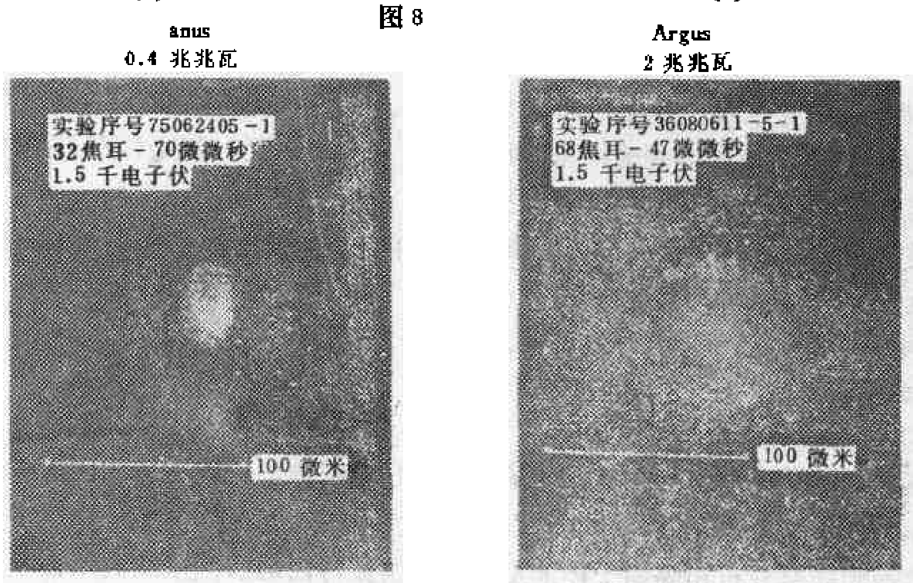


图 9

2个聚焦透镜 $F/1$。$EX_{射线}=2.5$ 千电子伏。

先前的实验[1,4,7,16,17]已经表明 1.06 微米的散射光和离开靶的等离子体的能量分布显示出对偏振特性有明显的依赖关系。在本实验中也清楚地观察到这种效应。图10中示出了在 ARGUS 激光系统所进行的实验中1.06微米的散射光和等离子体的能量分布图。散射光分布对入射光的偏振有很强的依赖性，而等离子体能量分布的明显的不对称性也是共振吸收的重要证据。散射光分布对入射光偏振的依赖性是同入射光的受激布里渊散射和共振吸收相符合的。然而，等离子体能量对偏振的依赖性仅仅与共振吸收机制的假设相一致。

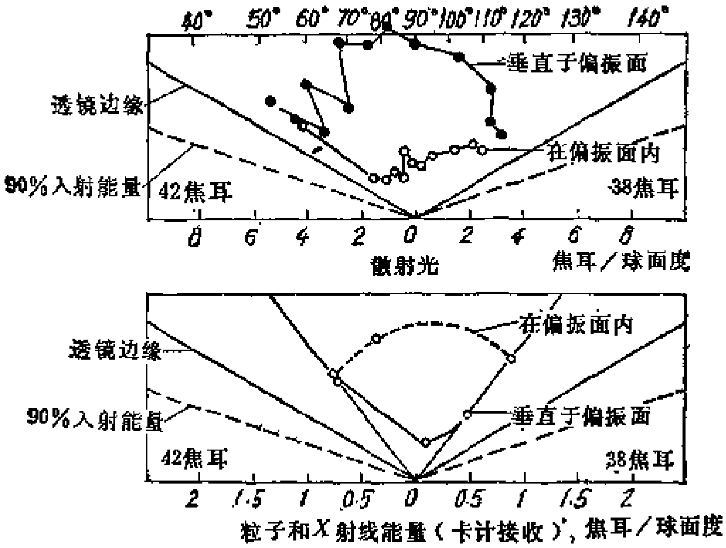


图 10　用 $f/1$ 的聚焦透镜对微球壳照射时，测量表明散射光、粒子与X射线能量对入射光的偏振有强烈的依赖性

实验序号 36080507。

入射能量为 80 焦耳，脉宽为 49 微微秒，中子产额为 1.5×10^8。

总　　结

用 ARGUS 激光系统已经在功率为 2 兆兆瓦、脉宽为（30—45）微微秒水平上进行了爆炸-推进型实验。把所得到的结果同用功率为 0.4 兆兆瓦、脉宽为70 微微秒水平上的实验结果作比较，可以得到如下几点结论。

（1）提高靶性能的第一步是简单地由增加每单位靶质量所吸收的聚爆能量而实现的。这一量有近似 2 倍的增加，于是导致：

a）推进层的峰值速度有等量的增大；

b）离子温度 T_i 相应提高；

c）压缩增大到近似 $2^{3/2}=2.8$ 倍。

（2）1b）的结果由测量 α 粒子和中子的飞行时间所确定反应产物的能谱所证实。

（3）在早期实验中观察到并证实了聚爆对称性对功率密度的依赖性。

（4）散射光能量分布和等离子体能量分布与偏振特性的强烈依从关系证实存在共振吸收机制。

参 考 文 献

[1] K. R. Manes, H. G. Ahlstrom, D. T. Attwood, M. J. Boyle, K. M. Brooks, L. W. Coleman, R. A. Haas, J. F. Holzrichter, H. N. Kornblum, K. J. Pettipiece, D. W. Phillion, F. Rainer, V. C. Rupert, V. W. Slivinsky, E. K. Storm, J. E. Swain, and K. G. Tirsell, "Laser Plasma Interaction Studies at the Lawrence Livermore Laboratory, June 1976, to be submitted to J. opt. Soc. Am.

[2] R. A. Haas, W. C. Mead, W. L. Kruer, D. W. Phillion, H. N. Kornblum, J. D. Lindl, D. R. Macquigg, V. C. Rupert, and K. G. Tirsell, "Irradiation of Parylene Disks with a 1.06 μm Laser", LLL UCRL 77930, June 1976, to be Published in Phys. Fluids.

[3] H. G. Ahlstrom, J. F. Holzrichter, K. R. Manes, E. K. Storm, R. A. Haas, D. W. Phillion, V. C. Rupert, M. J. Boyle, and K. M. Brooks, "Plasma Expriments With 1.06 μm Lasers at the Lawrence Livermore Laboratory", LLL UCRL 77943 (Revision 1)September 1976.

[4] J. T. Larsen, C. E. Max, E. K. Storm, and J. J. Thomson, "Absorption and Conduction in spherical Laser Targets", LLL UCRL 77901, May 1976.

[5] V. M. Slivinsky, H. G. Ahlstrom, K. G. Tirsell, J. T. Larson, S. S. Glaros, G. Zimmerman, and H. Shay, "Measurement of the Ion Temperature in Laser Driven Fusion", Phys. Rew, Rev. Lett. Vol, 35, No.16, PP. 1083—1085, October 1975.

[6] J. F. Holzrichter, E. K. Storm, H. G. Ahlstrom, D. R. Speck, J. E. Swain, L. W. Coleman, C. D. Hendricks, H. N. Kornblum, F. D. Seward, and V. W. Slivinsky, "Laser Implosion and Fusion With Ball-on-Plate and Ball-in-Plate Targets", LLL UCRL77086, October 1976.

[7] E. K. Storm, J. F. Holzrichter, H. G. Ahlstrom, D. R. Speck, J. E. Swain, L. W. Coleman, C. D. Hendricks, H. N. Kornblum, F. D. Seward, and V. W. Slivinsky, "The Effects of Fill Pressure and Pulse Simultaneity on the Laser Driven Implosion of DT Filled Glass Microshells", Bull. Am. Phys. Soc., Vol. 20, No. 10, PP. 1266—1267, October 1975.

[8] E. K. Storm, H. G. Ahlstrom, J. A. Monjes, J. E. Swain, V. C. Rupert, and D. W. Phillion, "Exploding Pusher Experiments Utilizing a 4π Ill umination system", LLL UCRL 78730, October 1976.

[9] K. R. Manes, D. T. Atwood, J. M. Auerbach, J. T. Larsen, D. W. Phillion, and J. E. Swain, "Spherical Microshell Targets Irradiated by th JANUS 4π Ill umination system", LLL UCRL 78449, October 1976.

[10] D. T. Attwood. L. W. Colemen, J. T. Larsen, and E. K. Storm, "Jime-Resolved X-Ray Spectral Studied of Laser Compressed Targets", Phys. Rev. Lett., Vol. 37, No. 9, PP. 499-502, (1976).

[11] D. T. Attwood, "Ultraviolet Probing of Laser Produced Plasmas With Picosecond Pulses", LLL UCRL 77744, July 1976.

[12] D. R. Speck and W. W. Simmons, "ARGUS Laser Fusion Facility", LLL UCRL 78438, October 1976.

[13] S. W. Thomas, G. R. Tripp, and L. W. Coleman, "Ultrafast Streaking Camera for Picosecond Laser Diagnostics", LLL UCRL 73734, July 1972.

[14] D. R. MacQuigg and D. R. Speak, "Beam Diagnostics on ARGUS", LLL UCRL 78447, October 1976.

[15] R. L. Lerche, L. W. Colemen, J. W. Houghton, D. R. Speck, and E. K. Storm, "DT Ion Temperature Determined from the Nuutron Energy Spectrum of Laser Fusion Targets", LLL UCRL 78430, October 1976.

[16] D. W. Phillion and R. L. Lerche, "Scattered Light Evidence for Short Density Scale Heights at Critical Density in Laser-Irradiated Plasma". LLL UCRL 78444, October 1976.

[17] D. W. Phillion, R. A. Lerche, V. C. Rupert, K. R. Manes, and S. R. Gunn, "Intensity Distribution of the Scattered 1.06 μm Laser Light and Energy Accounting", Bull. Am. Phys, Soc. Vol. 20, No. 10, p. 1286, October 1975.

〔林礼煌译自《レーザー研究》, 4, No4, 1 (1977), 徐至展校〕

二氧化碳激光器进展和激光激励聚爆的不对称性

本杰明（R.F.Benjamin）等

运转于洛斯·阿拉莫斯的短脉冲二氧化碳激光器是为了产生10.6微米短脉冲激光束并进行激光等离子体相互作用实验而研制的。它提供了设计更大的、更有效的二氧化碳激光器的工程基础。目前激光器可在1.5毫微秒内产生300焦耳的波长为10.6微米的脉冲，并正在进一步提高到产生400—500焦耳。光束具有良好的光学质量，可以聚焦成直径约为140微米的焦点。焦点上的峰值功率密度可达7×10^{14}瓦/厘米^2。并讨论了激光激励聚爆的不对称性。

引　言

十分强的激光束与高密度等离子体相互作用的实验研究对于证实激光引发核聚变的理论概念是十分必需的。基德尔（Kidder）和博耶（Boyer）[1,2]的文章叙述了这类聚变的基本要求。过程的理论分析指出所需要的激光脉冲能量要大于10千焦耳，而脉冲要短于1毫微秒[3]。总体效率要尽可能地大，对于工业上的应用要大于10%。已经知道可以达到这种能量和功率水平的有三种激光系统：钕玻璃[4]，原子碘[5]和二氧化碳[2]。但是，只有电激发二氧化碳激光器才有希望在短脉冲时达到接近10%的总体效率。

成功地产生十分强的二氧化碳激光能量脉冲依赖于振荡-放大系统的发展，它工作在能提供适当的带宽和经济的储能的足够高的气压，也就是超过大气压的压力。LASL[1)]激光系统由一个振荡器和四级放大器组成，全部工作在一个大气压力和更高的压力。图1给出了激光系统的示意图和典型工作参量。振荡器是一般的TEA激光器[6]，经过锁模产生宽度为1.2毫微秒的单频(p-20) TEM00[2)]脉冲。放大器全部是洛斯·阿拉莫斯设计的强电离（电子束）激光器[7]。锁模脉冲首先被气压为一个大气压基本上工作于小信号区的2米长的前置放大器放大。然后被气压大于大气压工作于严重饱和区的3米长功率放大器放大。整个系统的单程小信号增益大于10^9。工作于饱和状态再加上级间隔离器，脉冲功率增益约为10^6。

1）LASL是美国洛斯·阿拉莫斯科学实验室英文字头的缩写。——译者注

2）原文为TM00，疑误。

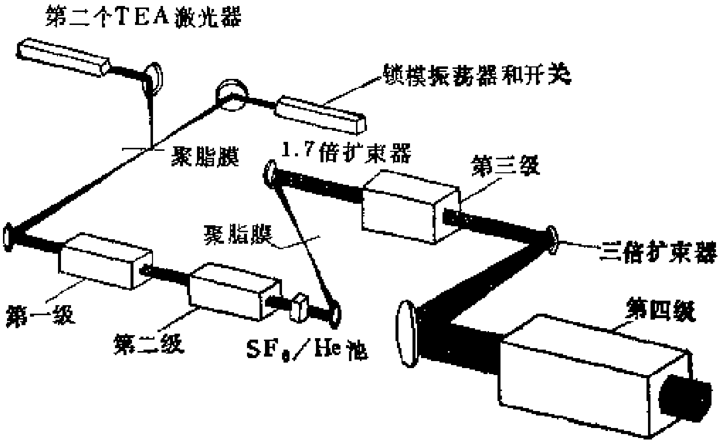


图1 在1.5毫微秒内产生200焦耳脉冲的二氧化碳振荡-放大系统示意图

小讯号增益—p (20) 10^9　　饱和增益—p (20) 2×10^5

组件	体积（立升）	增益 $e^{g_0l}-p(20)$	压力（托）	$\Delta N\hbar\omega$（焦耳）	输出能量（焦耳）	输出能量/$(\Delta N\hbar\omega)$
振荡器		5	600		<0.001	
第一级	1.4	165	600	12	0.1	<0.01
第二级	1.4	165	600	12	1.1	0.09
第三级	4	125	1800	100	20	0.20
第四级	80	320	1400	900	200	0.22

激光系统的设计和特性

振荡器

激光振荡器和脉冲选择系统产生空间和时间上是单线高斯型脉冲，其FWHM时间为1.2毫微秒，每个脉冲包含能量约为1毫焦耳。由砷化镓晶体和10片起偏和检偏锗片堆组成电光开关，它使脉冲选择系统的消光比大于$10^4:1$。增大选择有用的振荡器脉冲的工作正在进行之中，这些选择包括在高气压二氧化碳中通过被动和主动锁模技术来缩短脉冲[9]，并使振荡器脉冲在10微米和9微米振动带中的跃迁有近似相同的能量。这种多频率工作的要求及特性已在文献[10]中描述和分析过。

放大器

洛斯·阿拉莫斯的二氧化碳放大器是应用外部电子束作为离化因素来控制适当混合气体的放电，对于激光分子气体的电激发是通过第二个非自持放电来达到的[14]。LASL已经对这些放电的参量和定标定律以及有关分子的功用作了大量的研究，目前已有了很好的了解。从而避免了气体击穿和弧光形成的问题，并使分子泵浦效率能够最佳化。通过电子束可以使相当大体积的气体均匀离化（目前可达到25×25×200厘米³），其方法可以按比例放大到不同的几何尺寸与压力。放大器系列设计作为样机系统，它可以评定与更大系统的特征和运转有关的工程和物理问题，由此可以得到适用于相互作用实验的能量可变的高质量激光脉冲。

系统的末级功率放大器激活体积长为 2 米，通光孔径为 400 厘米^2，工作于三个大气压力。这个放大器能量反转密度峰值为每立升 12 焦耳。在时间为 1.5 毫微秒量级内，可得到大约 30% 的能量（在通光孔径中为 300 焦耳）。到增益达到最大值的瞬间，注入放大器的电能为 20 千焦耳，总的电光效率（不计热阴极电子枪的加热功率）为 1.5%，按单位体积计算电光效率为 2.2%。下表给出系列中四个放大器的电子枪参量和气体放电特性。

电子束控制放大器的电参量

参　　量	第一和第二级	第　三　级	第　四　级
电子束			
能　量	120 千伏	155 千伏	250 千伏
电　流	100 安培	500 安培	1500 安培
电流密度	0.12 安培/厘米^2	0.60 安培/厘米^2	0.27 安培/厘米^2
气　体			
压　力	600 托	1800 托	1400 托
电场强度	4.3 千伏/厘米·大气压	3.8 千伏/厘米·大气压	3.5 千伏/厘米·大气压
电　流	5000 安培	16000 安培	50000 安培
电流密度	6.3 安培/厘米^2	20 安培/厘米^2	9 安培/厘米^2
增益 [p(20)]	0.051 厘米$^{-1}$	0.049 厘米$^{-1}$	0.031 厘米$^{-1}$
焦耳/立升·大气压	150	150	85
效率 $\frac{g_0(I)E_s}{焦耳/立升}$①	6.5%	6.2%	6.9%

①g_0 为小讯号增益；E_s 为饱和强度。——译者注

评价二氧化碳放大器的最重要的问题是短脉冲的放大效率[12,13]。粒子数反转的能量分布于被激发振动能级的多重旋转能级上。单个旋转跃迁从所有这些旋转子能级中提取能量的时间依赖于这些能级之间的交叉弛豫。能量提取的交叉弛豫时间比单能级弛豫时间大 $1/K(J,T_r)$ 倍，（对我们感兴趣的情况约为 15 倍）。这个因子是由于要求所有这些能级的能量被单个激光能级所提取和要求单个能级被它的十五个邻近能级重新占有达到平衡不同而引起的。因此，只有当 $\tau_{脉冲}>\tau_{旋转}/K$，总的旋转能库对于单线振荡才是有用的。对于给定的振荡跃迁，例如（001→100），只要振荡脉冲包含相应的几个旋转跃迁就可以克服这个限止。或者，另一个方法是使振荡脉冲包含二个振动带（001→020 和 001→100）的不同 J 值的频率[14]。

级间和反向散射的隔离

将包含有可变透明分子气体（六氟化硫、氨或丁烷）和氦的气体池置入放大器级间及每一个间隔上，可以在十分高的总增益（~10^6）下抑制级间振荡。阻止超前激光所需要的总的可变透明吸收体数量是通过测量来确定的。这种可变透明吸收池同时会改善脉冲的消光比。

聚焦的激光束与固体物质相互作用产生的等离子体把高达 5% 的入射能量返回到激光系统的聚焦光学元件上[15]。反射光反向通过放大器时被放大并可以超过一些光学元件的

破坏阈值。在光程中故意引入一个光腰并在适当的时候产生等离子体可以避免反射光的放大。当发出脉冲的功率密度超过 4×10^8 瓦/厘米^2(如果达不到这个值,必须有第二个激光器出脉于光束与薄膜的焦点）会产生一个离化的种子等离子体来终止返回来的脉冲，大约发聚焦冲能量有 20%的损失用于产生薄膜等离子体。

激光激励聚爆的不对称性

采用空心壳作为激光聚爆靶可以大大放松对激光参量的要求，由于空心壳半径大，表面的功率密度可以降低，也许可以低于非线性过程的阈值。因为所需要的脉宽是激波从表面传到靶中心的时间，因此脉宽也可以加长。壳层的使用会产生严重不对称性的问题，它是由瑞利-泰勒不稳定性而产生的。在洛斯·阿拉莫斯应用了如图 2 所示的球——圆盘状靶，进行了激光束辐照不对称性效应的研究。当靶被单束激光照射时，围绕在玻璃微球周围的圆盘上产生的等离子体通过电子热传导将能量传到微球的背部。

辐照这些靶的脉冲强度是时间的函数，如图 3 所示。在主脉冲峰值之前 50—300 微微秒采用了一个前置脉冲，其幅度约为主脉冲幅度的百分之十，它用来离化圆盘提供电子热传导通道。主脉冲的宽度约为 50 微微秒。

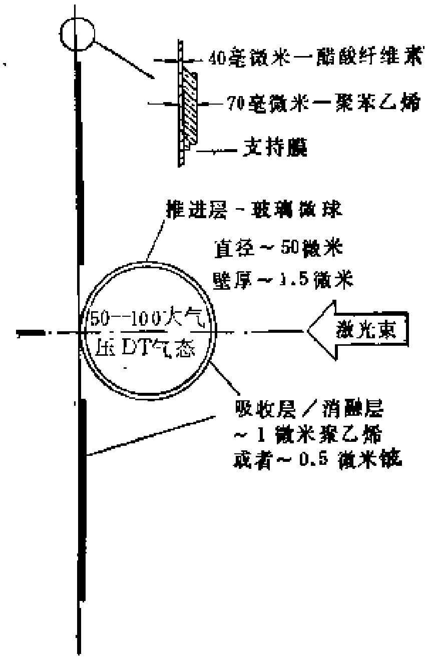


图 2 洛斯·阿拉莫斯用单束照明产生聚爆的球——圆盘靶

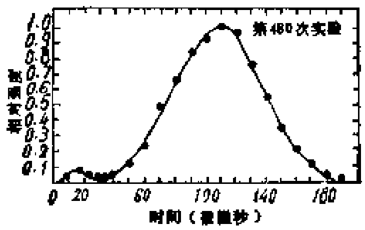


图 3 用于聚爆实验的激光脉冲

从这种靶上，可以用计算预计它的特性。其结果如图 4 所示。左边的曲线给出正好在前置脉冲结束时的等离子体状态，右边的曲线给出主脉冲达到峰值时的状态。我们可以看到，壳层物质处于半径约为 2—3 微米之内产生约 100 倍的压缩。

研究这种效应的实验装置如图 5 所示。在靶支架后面有一个象增强的X 射线针孔照相机。图 6 给出用X 射线针孔相机照相的二个实验结果。上图是一个等密度的扫迹，它是由幅度为主脉冲幅度一半以上的前置脉冲产生的，前置脉冲破坏了靶，主脉冲对它进行均匀加热，产生了在照片中亮的均匀的椭圆。下图中，采用了适当的前置脉冲幅度和间隔，在左下的照片上可以看到靶的中心有一个亮点，表明靶没有到毁坏的程度。这个照片的等密度扫迹（图 7）表明中心的最大区不是完全的圆形而代之以几乎是椭圆的形状。它表明聚爆确实产生了一些不对称性。围绕在靶周围的第一环表明消融区也显示了一定的贝壳状结

构。在球——圆盘结构中，加热靶背部的效果可以从一些小孔照相中靶的背部出现的亮区看到。在一些情况下，靶的壳层结构仍旧十分明显，前置脉冲与主脉冲之间间隔太短的时候可以得到这种形式的照片，图 8 就是这种形式的记录，它是一个沿激光束方向在靶后面垂直于圆盘的光密度计扫迹。从这里可以看到壳层的结构。虽然对于光密度计扫迹的前截面和后截面有所不同，但还可以看到内部体积缩小了 50—100 倍。

总而言之，虽然在这些实验中观察到了一些压缩效应，但存在明显的不对称性。不对称性的来源是来于瑞利-泰勒不稳定性还是来源于靶的不对称性加热尚未确定。

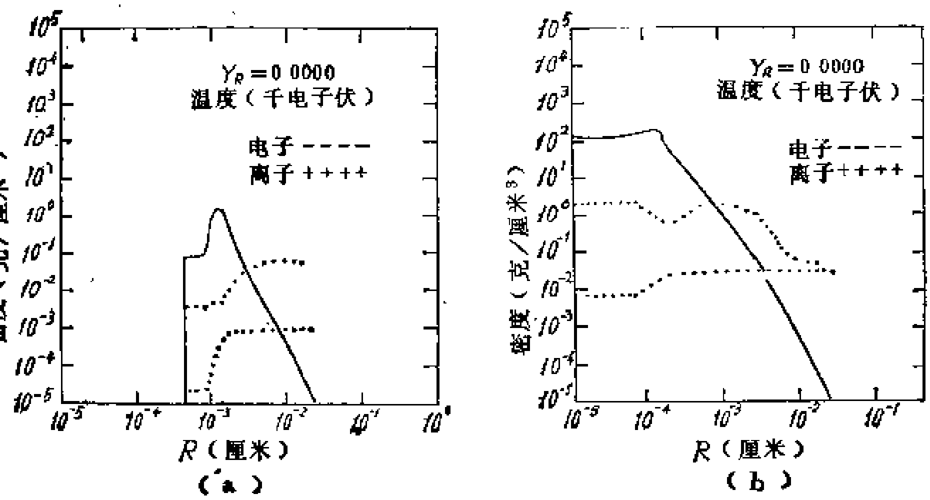


图 4　靶聚爆的计算结果

(a) 是在前置脉冲以后的靶状态，$T=0.2447$毫微秒，$E_{输入}=0.001$千焦耳。
(b) 是主脉冲峰值时的靶状态，$T=0.3541$毫微秒，$E_{输入}=0.011$千焦耳。

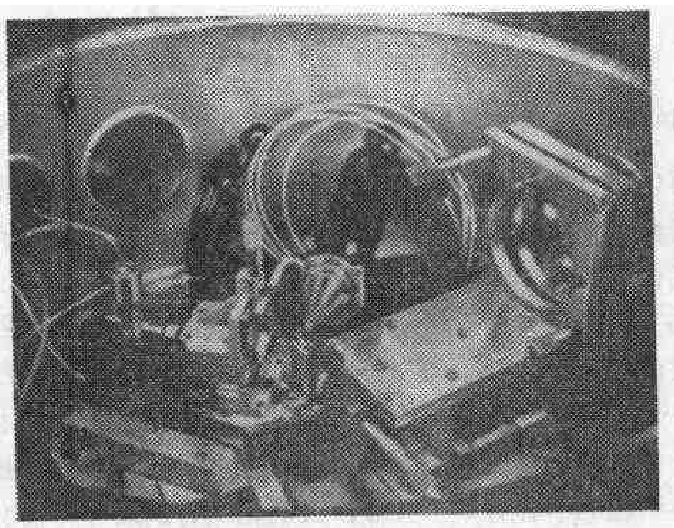


图 5　用于聚爆实验的实验装置

后面是像增强的 X 射线照相机。

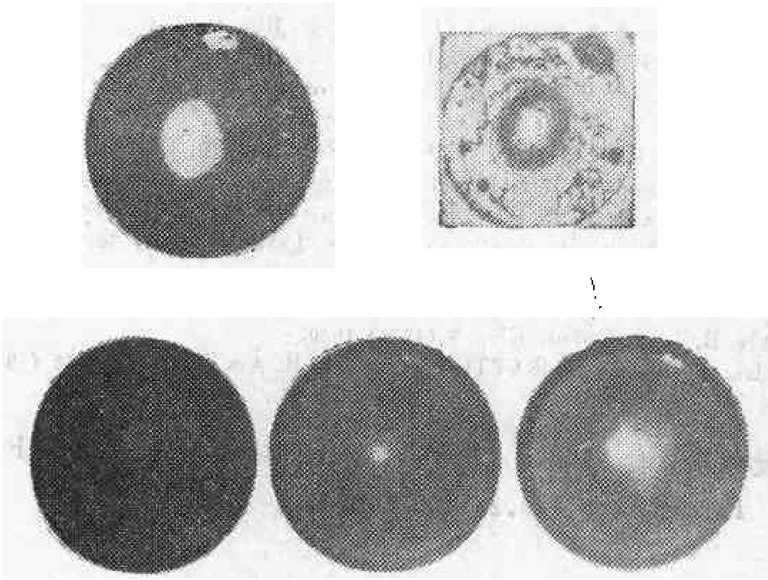


图 6　聚爆实验的 X 射线小孔照相图

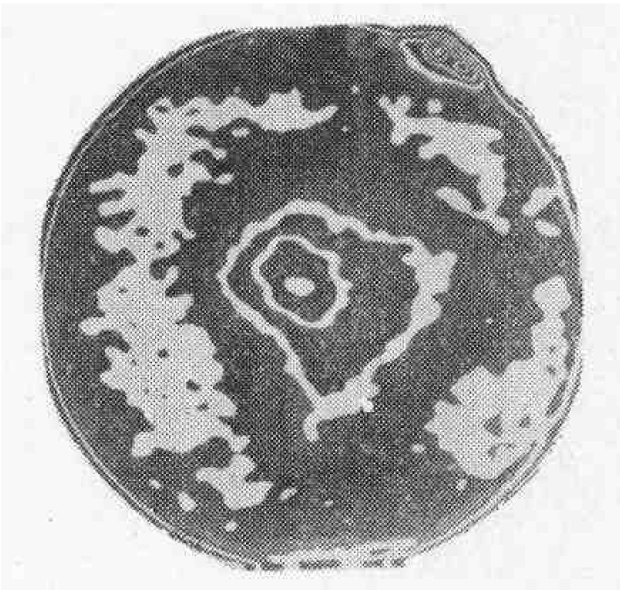


图 7　表明靶不对称性的 X 射线小孔照相等密度扫迹

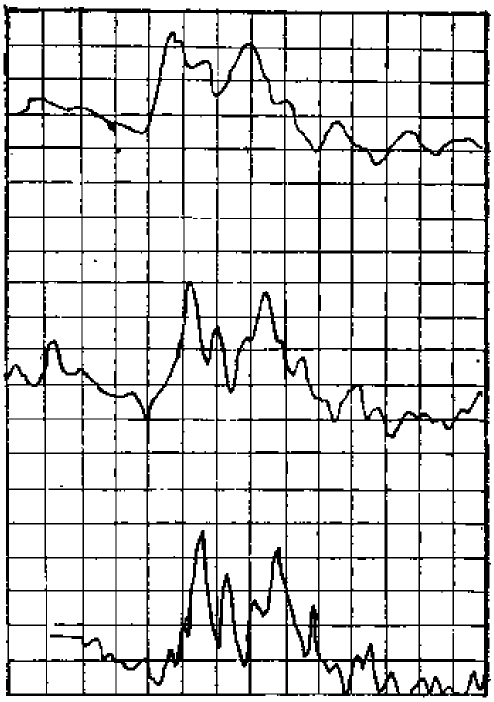


图 8　表明压缩的小孔照相光密度计扫迹

参　考　文　献

[1] KIDDER, R. E., Nuclear Fusion 8 (1968) 3.

[2] BOYER, Keith, Astronautics & Aeronautics 11 (August 1973) 44.

[3] CLARK, J. S. FISHER, H. N., and MASON, R. J., Phys. Rev. Letts. 30, (1973) 89; 30, (1973) 249.
NUCKOLS, J., WOOD, L., THIESSEN, A., and ZIMMERMAN, G., Nature, (Lond.) 239, (1972) 139.

[4] BASOV, N. G., KROKHIN, O. N., and SKLIZKOV, G. V., "Laser Interaction and Rela-

ted Phenomena" , H. Schwartz and H. Hora. Ed., Plenum Press. NY (1972) 389.
[5] HOHLA, K., GENSEL, P., and KOMPA, K. L., ibid, p. 61.
[6] LAMBERTON, H., and PEARSON, P., Electron Lett, 7 (1971) 141.
[7] STRATTON, T. F. et al J. Quant. Elec. 9 (1973) 157.
[8] FIGUEIRA, J. F., REICHELT, W. H., and SINGER, S., Rev. Sci. Instr. 10 (1973) 1481
[9] FELDMAN, B. J. and FIGUEIRA, J. F., Appl. Phys. Lett. 25 (1974) 301.
[10] FIGUEIRA, J. F. and SUTPHIN, H. D. Submitted to Appl. Phys. Lett. (1974) .
[11] FENSTERMACHER, C. A. et al., Appl. Phys. Lett. 20 (1972) 56.
[12] SCHAPPERT, G. T., Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 319.
[13] STARK, E. E. et al., Appl. Phys. Lett. 23 (1973)322.
[14] FELDMAN, B. J., J. Quant. Elec. 9 (1973) 1070.
[15] MITCHELL, K. B. and STRATTON, T. F., Bull. Am. Phys. Soc. 18 (1973) 1255.

[楼祺洪译自《Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research》, Vol.2, 495 (1974) ，林礼煌校]

用激光压缩物质

比龙（D. Billon）等

近几年来，在强激光方面所取得的进展，使将来利用强激光向心聚爆聚变靶，从而产生受控热核能已有实现的可能。通过利梅耳（Limeil）完成的一些实验，我们想指出，激光能在固体内产生高压力，多束激光在靶上聚焦可以产生会聚冲击波。

自激光出现以来的十多年中，强激光从没有停止发展。现在所达到的性能给人以强烈的印象，而且这些性能还能改进。因此，利用强激光束来向心聚爆聚变材料的小靶，从而产生受控热核能，这种设想似乎越来越使人相信了。

利用激光作为能源这个设想不是最近才有的。这个设想在1963年由苏联的巴索夫（Basov）第一次提出，1964年又由美国的道森（Dawson）提出。大约就在这个时期，在法国的利梅耳研究中心，激光与物质相互作用的一些初步研究才开始。事实上，1972年美国利弗莫尔实验室的纳科尔斯（J. Nuckolls）[1]发表一些理论计算结果之后，激光对靶的向心聚爆才开始受到认真的重视。同时，证实这种导致产生热核能新方法的可能性实验项目已在下列实验室中进行：美国的利弗莫尔，洛斯·阿拉莫斯，KMS公司，及罗切斯特（Rochester）实验室，苏联的列别捷夫研究所，法国的利梅耳研究中心。

在布吕克纳（K. Brueckner）最近的论文[2]中，我们发现对于利用强激光产生热核能所提出的一些问题的一个很全面的分析。我们简短地谈谈这一分析的要点，并给出一些数量级概念。与传统的聚变方案相反，这种新方法不用磁约束来维持高密度的物质。燃烧的持续时间由物质的惯性约束时间来决定。这一时间由靶的大小及靶的温度来定，为10^{-9}秒数量级。

从供给氘氚靶所必需的最少激光能E_L可得到效率α。α的定义是产生的热核能与提供的激光能之比，最少激光能E_L按文献[3]由下式给出：

$$E_L \simeq 100\frac{\alpha^3}{\epsilon^4\eta^2}\ (\text{兆焦耳}). \qquad (1)$$

式中，η表示压缩度，其定义是被压缩的靶密度与该固体初密度之比，ϵ表示激光能分配给靶的密集部份的内能转移效率。

这一关系式指出提供最少的激光能压缩物质的重要性。因此对于$\eta=10^4$及$\epsilon=10^{-1}$（即能够期望的转移效率的最大值），为了达到“得失相当”（即$\alpha=1$），供给的最少激光能将是10千焦耳，这仅略比现有强激光性能高一个数量级。

所需的压缩度是很大的。但纳科尔斯的计算工作[4]指出，通过用激光向心聚爆，能够获得这种压缩度。其原理主要是用强激光均匀地照射一些小的球形靶。沉积在靶面的激

光能用来将靶质量的80%蒸发及加热，剩下的不到20%给予压缩中心部份。被加热的物质达到约10^7°K时，很快地膨胀，并向物质的内部产生巨大的压力。

在这种压力的作用下，会聚的冲击波向中心传播。在冲击波聚焦瞬间，在固定的功率下我们得到33倍的最大压缩。在激光功率逐渐增加以逐渐加速冲击的后界面的条件下，能够得到较高的压缩度。纳科尔斯的那些计算工作已指出，在压缩的结尾可以将靶中心引进热核燃烧条件。为此，安排以时间t为函数的这样形式的激光脉冲是合理的。由纳科尔斯提出，以最少的激光能量可以得到等熵压缩的最佳定律是：

$$P = P_0\left(1 - \frac{t}{t_c}\right)^{-2}. \tag{2}$$

式中，P_0代表初始功率，t_c代表冲击波的聚焦时间。这一聚焦时间依赖于靶的半径及决定冲击波前速度的初始激光功率。对于半径为100微米的氘氚靶及起始激光通量密度为10^{13}瓦/厘米^{2}而言，t_c的值是1毫微秒数量级。如果不是正如公式（2）对于$t=t_c$预见到最后功率是无穷大的话，则这时应达到约10^{17}瓦/厘米^2。实际的激光可以达到10^{16}瓦/厘米^{2}的照度，这样的通量密度不是不可能的。为了达到“得失相当”，纳科尔斯定律得出在脉冲结尾时释放所需激光能的一多半，或者用上面给出的数字，在约几百微微秒内释放若干千焦耳。现有性能最好的激光在100微微秒内实际只能释放约几百焦耳。现在进行的激光研究，其目的正是在这一时间范围内增加能量水平。虽然这点似乎有可能，但它却是为了产生热核聚变能量不能不克服的困难之一。

若激光的能量水平限制了向心聚爆的成功，则正确地选择靶的几何形状及靶的结构可以减轻上述困难。特别是，对于相同的材料质量，利用壳靶比实心靶可以增加向心聚爆的时间[5]。另一方面，利用越来越小的靶将导致减少所需的激光能。因此，在各个实验室进行着巨大的努力以便制造适合于使用的激光靶。现在已可以得到半径为50微米、壳厚为几个微米的球形壳靶，并在压力下充有氘氚混合气体。

现在还不能预言何种形式的激光将来最适合于产生热核能。最近以钕玻璃激光及CO_2激光进行靶聚爆的一些初步实验，这是由于它们技术先进。将来，由于其他理由这个方向可能改变；激光效率可能是一个决定的因素，但激光与靶耦合的效率也是一个决定的因素，这种耦合主要决定于波长。

最后一个重要的特点是关于向心聚爆的稳定性，这种特点实际只存在于很少的因素上。为了能达到比固体密度大10^4倍的密度，应该使靶的向心聚爆以很对称的方式进行，直到最后的压缩。然而使用越来越小、壳厚很薄、构造复杂的靶有利于不稳定（特别是瑞利-泰勒不稳定）的增长。现在这个问题还是属于数字方案的研究。将来，一些实验研究对于判断其真正重要性将是必要的。

在这篇文章之后，显然不可能更深刻地考虑我们刚才提起并在布鲁克纳这篇文章[2]中很清楚地分析过的全部问题。通过在利梅耳研究中心进行的一些实验，我们将回答为了证实用激光束向心爆炸靶的可能性而提出的一些问题。我们将不谈论关于激光与靶间的耦合问题，这个问题在利梅耳作了大量的实验研究，并作为本期另一篇文章的题目[6]。我们只指出可以吸收激光能的各种机理：轫致辐射吸收，它与相对弱的通量成反比；而在较强的通量时，则为非线性吸收，主要由于等离子体的振动而产生。后面的一些机理出现的阈值

是激光通量的函数，尤其依赖于所用的波长。在 10.6 微米（即 CO_2 激光所发出的波长）时，这些机理出现在大于 10^{12} 瓦/厘米^2 的通量处，而当在 1.06 微米（即钕玻璃激光的波长）时，这些机理出现在大于 10^{14} 瓦/厘米^2 的通量处。

在即将叙述的第一个实验里，我们想指出：大功率激光束在固体靶上的聚焦容许有效地产生冲击波，并在冲击区域里转移相当部份的激光能，这部份激光能以位能及动能的形式被吸收。

在第二个实验里，我们将指出：通过用许多激光束向一个小尺度的靶辐射，可能产生会聚冲击波。我们将特别指出：虽然靶的照明有些不均匀，但产生的冲击波是对称的，这是由于热传导所起的作用，使被吸收的激光能再分配。这点是重要的，因为冲击波的对称度决定了向心聚爆终了时的压缩效率。通过给出在 1975—1976 年内在利梅耳实验室考虑的向心聚爆的下次的一些实验的简单设想，而结束本文。

I. 理论的回顾

当我们将强激光聚焦在固体物质的表面时，就有稠密的热等离子体形成，在等离子体内激光按照文献[6]指出的方式被吸收；该等离子体在真空里很快地膨胀，并向中心产生巨大的压力。图 1 所示的几个区域，解释激光和物质的相互作用的理论模型是一致的。

区域（1）对激光辐射是透明的，它相当于等离子体的膨胀区域。区域（2)为激光辐射的截止密度（对于波长 $\lambda=1.06$ 微米的光线而言，密度为 10^{21} 电子·厘米$^{-3}$），它相当于吸收激光辐射的区域。区域（3）表示热传导区域。区域（4）相当于冲击区域；最后的区域（5）表示静止的固体。

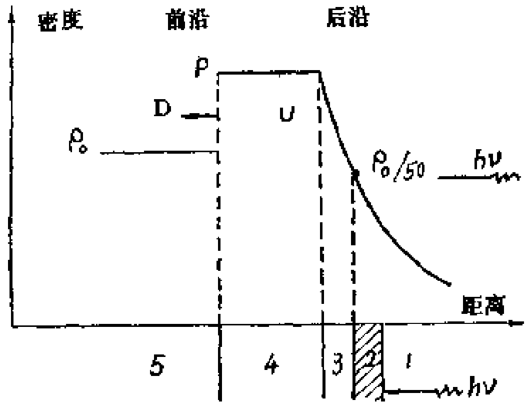


图 1 激光产生的冲击波的传播略图

在这张略图中，吸收区内被加热的等离子体迅速膨胀产生冲击波。在该区域建立的爆燃规则的假设中[7,8]（假设通常允许激光通量>10^{12} 瓦/厘米^2），等离子体温度 T_e 与被吸收的激光通量 Φ_a 有以下关系：

$$T_e \sim \Phi_a^{2/3}. \tag{3}$$

因此，在截止区内等离子体施加的压力 p_c 正比于 $\Phi_a^{2/3}$。在现有激光通量范围内（从 10^{12} 瓦/厘米^2 到 10^{15} 瓦/厘米^2），这种压力在理论上可以从 1 兆巴变化到 100 兆巴[1]。

在物质内部冲击的传播由雨果尼奥特（Hugoniot）关系[9]支配：在冲击区的物质密度 ρ 特别与最初密度 ρ_0 有以下关系：

$$\frac{\rho}{\rho_0}=\frac{D}{D-u}. \tag{4}$$

式中，D 表示冲击波的速度，u 表示物质的速度。冲击区内的压力 P 作为 D 及 u 的函数表示如下：

$$P=\rho_0 Du. \qquad (5)$$

对于一种给定的物质，D 及 u 又与表示这种物质的状态方程的线性关系式有关：

$$D=C_0+\lambda u. \qquad (6)$$

上式中 C_0 及 λ 是这种物质的特定常数。

关系式（4）（5）（6）指出：测出 D，知道 C_0 与 λ，就足以计算冲击区内的 P 及 ρ。

Ⅱ．用强激光束产生平面冲击波

强激光束与固体靶间相互作用的理论模型很久以来就预见到冲击波的存在，对此进行的实验证明则是最近获得的。通过对固体氘靶辐照，于 1973 年在加欣（Garching）[10] 第一次作出这种实验证明。我们将叙述一个类似的实验[11]。在利梅耳研究中心对被大功率激光照射的聚乙烯靶进行实验，并对平面冲击波的存在及传播给以证实。

A．实验及测量设备叙述

1．实验设备

图 2 表示实验设备。冲击波是由一系列钕玻璃激光器之一 C_6 发射的激光束产生的。对这样的靶有用的最大能量约 30 焦耳。这一能量是在上升时间为 1 毫微秒及半高度时间为 3 毫微秒的脉冲波形式下（如图 3 所示）释放的。

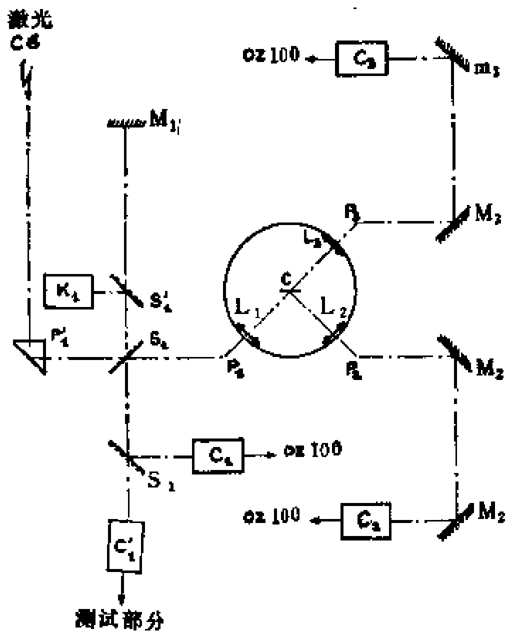


图 2 实验装置

利用一个焦距为 117 毫米及孔径为 $f/1.5$ 的非球面透镜 L_1 将此能量集中在靶面上。焦斑直径约 60 微米，焦体长度约 120 微米。放在透镜焦点上的靶由宽 5 毫米长 100 毫米的聚乙烯 $(CH_2)_n$ 带构成。在以后的结果里，靶的厚度固定在 30 微米。此值小于透镜的焦斑直径。因此，冲击波的横向尺度，在数量级上等于被照射表面的尺度，但对于靶的厚度仍然是大的。这就可以认为所产生的冲击波是平面型。

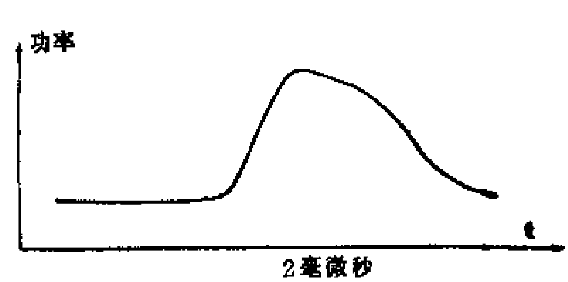


图 3 激光脉冲

2．激光的能量及功率的测量设备

当将激光聚焦在靶上时，光能的一部分被在靶面附近建立的等离子体的密度梯度反射。为了认识被吸收而产生压力唯一的原因的通量密度，我们一方面建立测量入射功率及入射

能量的设备，另一方面建立测量反射功率及反射能量的设备。

用量热器 K_1 及快速光电池 C_1，从入射激光束约 1% 的已知部份的样品 （S_1）开始，完成入射能量及入射功率的测量。

在两个方向观测到被靶反射的功率；一方面用薄膜 S_1 及 s_1 将向聚焦光学系统反向漫射的功率转送到光电池 C_1 上。另一方面，在与激光射出的轴线成 90° 的方向，用光电池 C_2 测量向复原光学系统 L_2 反射的功率，L_2 的孔径与 L_1 的孔径相同，焦点与 L_1 的焦点重合。

穿过靶在激光束的轴线方向透过的功率用与 L_2 及 L_1 相同的光学系统 L_3 再取得，并以光电池 C_3 测量。

3。通过时间的测量设备

冲击波通过时间的测量要求测量两个瞬间的时间的间隔，一个瞬间是在与激光束到达相重合的靶前形成等离子体的瞬间，另一个瞬间是在靶后发出冲击波的瞬间。为了看见在靶的前后形成的等离子体，我们使用雅明（JAMIN）干涉仪，这种干涉仪被一束辅助激光照射，该激光由主激光束的一部份（8%）取样得到，并通过 KDP 晶体将其波长改变为0.53微米 [12]。所用的设备如图 4 所示。此激光束在靶上的入射角等于 45°，且分析轴垂直于入射面。高清晰度（125线对/毫米）的复原光学系统将等离子体的干涉图形成在三架积分照相机上。这些照相机在冲击波传播时的不同瞬间开启；每个照相机开启的时间固定在 1 毫微秒。

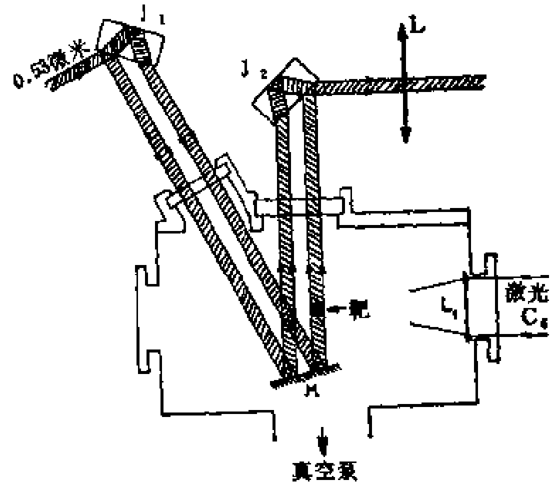


图 4　雅明干涉仪图

B．实验结果

1．干涉图

图 5 给出在 10^{10} 瓦的入射激光功率下冲击波发生前后的不同瞬间拍得的干涉图。虽然激光束的方向与靶的法线成 45°，但我们发现，所产生的等离子体膨胀发生在垂直于靶的方向。在激光脉冲开始以后的 $t=0.5$ 毫微秒，靶后面没有被扰乱。在时间 $t=1.5$ 毫微秒，我们观察到靶后面的变形，这是由于冲击波前的到达：这一时间因此相当于冲击波的通过时间 Δt。在 2.5 毫微秒——5 毫微秒期间，我们观察到等离子体喷射，喷流从靶后面离开，并相当于真空里冲击波的出口。

2．被吸收通量的计算

a．被吸收功率的计算

我们已经指出：在 10^{10} 瓦的入射功率 p_i 下，得到图 5 的干涉图。该值通过下式得到：

$$p_i=\frac{E_i}{\tau}。\tag{7}$$

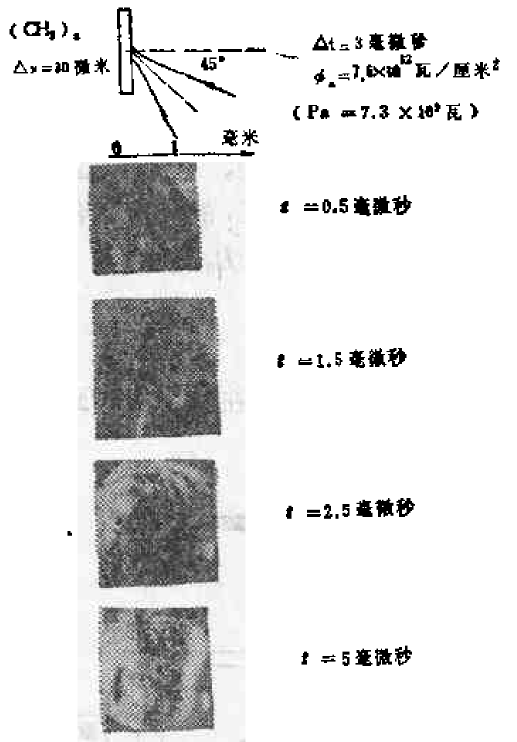


图 5　冲击波出现前后的等离子体干涉图

式中，τ 代表激光脉冲半高度的持续期间，在我们的情况里，τ 等于 3 毫微秒，E_i代表入射激光能，在图 5 的情况里，E_i等于 30 焦耳。

对时间的函数穿过靶的透射功率的研究指出，入射功率的一小部份被透射（小于 0.5%）。对这束激光的轴线内被反射的功率$P_{r,0}$ 的研究指出，被反射的功率 $P_{r,0}$为入射激光功率的百分之几。对在 90°反射的功率 $P_{r,90}$的研究指出，被反射的功率 $P_{r,90}$高达入射激光功率的 27%。为了计算被吸收的激光功率，我们因此可以认为在一级近似上：被反射能量的主要部份位于复原透镜 L_2 的立体角（0.3 球面度）内，该复原透镜 L_2 的光轴与入射激光的方向成 90°。从入射功率减去反射功率，就得出吸收激光功率P_a。对于图 5 的相应情况，我们得到：$P_a=7.6\times10^9$ 瓦。

b。冲击波面的计算

在冲击波后面产生压力的能量通量 Φ_a 从被吸收的激光功率 P_a 用下面的比率导出：

$$\Phi_a=\frac{P_a}{S}. \tag{8}$$

式中，S 表示冲击波的后表面。该表面在实验上难于认识。它明显地区别于激光能被吸收的焦斑表面 S_f，及由于热传导而从侧面跑掉能量的表面。我们将把在冲击发生在靶后面时，从冲击横向尺度开始决定的表面作为 S 的值。在图 5 干涉图的情况中，表面 S 的值是 10^{-4} 厘米^2，这个值相当于约三倍激光能被吸收的焦斑表面。因此，能量通量 Φ_a 之值是 $\Phi_a=7.6\times10^{13}$ 瓦/厘米^2。对于较弱的激光功率，我们已发现冲击波面减小。对于$P_a=10^8$ 瓦，这一冲击波面明显地变成等于焦斑的表面，这表明在这种功率下由于热传导产生的一些效果可以忽略。

3．冲击区密度及压力的计算

从通过时间 Δt 之值，冲击的平均速度 D 可由下式得到：

$$D=\frac{\Delta x}{\Delta t}. \tag{9}$$

式中，Δx 表示靶的厚度，这里等于 30 微米，在 $\Phi_a=7.6\times10^{13}$ 瓦/厘米^2，故此得$D=2\times10^6$ 厘米/秒。考虑到对于聚乙烯在文献 [13] 内给出的值：$C_0=2.9\times10^5$ 厘米/秒及 $\lambda=1.48$，关系式（6）得出 $u=1.2\times10^6$ 厘米/秒。

考虑到聚乙烯的密度（$\rho_0\simeq1$ 克/厘米^3），关系式（5）给出$p=2.4$ 兆巴，及关系式（4）$\rho/\rho_0=2.5$。虽然这些值小于理论预见值，但它证实这样一件事：固体靶被强激光通量辐照可以产生冲击波。此外，以激光通量作用进行的一些研究已指出：压力 p 随 $\Phi_a^{2/3}$ 变化，与理论甚为一致。

4. 能量转移效率的计算

前面定义的能量转移效率∈表示为分配给受冲击区域的动能与被吸收激光能之比。在冲击波出口的片刻，该能量转移效率∈之值如下：

$$\in = \frac{\frac{1}{2}Mu^2}{\int_0^{\Delta t} P_a dt}. \tag{10}$$

式中，M表示在冲击下物质的质量，它由如下差值给出：

$$M = M_0 - M_e. \tag{11}$$

式中，M_0代表起始质量，即$M_0 = \rho_0 s \Delta X = 0.30$微克，$M_e$代表被激光辐射喷出的质量。$M_e$之值可从被喷出的电子总数$N_e$导出，这一电子总数$N_e$从在出口瞬间获得的干涉图积分[12]得到。假定$N_e = 1.8\times10^{16}$电子。假设产生电子的碳及氢是完全电离，我们得到

$$M_e = 0.05\text{微克},$$

因此

$$M = 0.25\text{微克}. \tag{12}$$

冲击区域的动能因而是$E_c = 17$毫焦耳。因为在时间Δt内被吸收的激光能是11焦耳，转移效率∈则是1.5‰。这个值比在文献［2］预见到的最大值(8%)来得小。此值可用小比率$\frac{M_e}{M_0} \simeq 16\%$来解释。实际上，按照文献［2］，当此比率达到80%时，激光能向靶转移的最大效率才发生。这一实验结果仍然证明：将以动能形式被吸收的激光能的一部份分配给冲击区域是可能的。

Ⅱ. 用多束激光产生会聚冲击波的传播的证明

在这第二个实验[14,15]中，通过用多束激光辐照靶，我们试图证明会聚冲击波的存在。尤其使我们感兴趣的是：这种会聚冲击波的对称度是该靶被激光照明的均匀度的函数。

A. 实验叙述

为了容易观察靶内的冲击波，我们宁愿辐照一些小尺度的管子而不愿辐照球体，这些球体本身，在较好地完成的一些实验中，可以得到高密度及高温度。沿着管子的轴线观察，实际上比用球体可更方便地看到冲击波的传播。

使用的靶是聚乙烯(CH_2)做的或者是铝做的小管，管的大小是实验的一个参量。实验的最小铝靶外径200微米，壁厚25微米。实验设备如图6所示。每个靶(c)在其轴线的垂直方向被激光器C_6发出的四个光束辐照。激光器C_6在运转时能够在靶面上在3毫微秒内产生约4×50焦耳。这些激光束处在一个水平面上，它们以小于100微微秒的精确度同时到达靶面。利用焦距f为117毫米及孔径为$f/1.5$的四个非球面透镜(L_1，L_2，L_3，L_4)聚焦激光。每个透镜对于靶轴线的移动可以改变外表面的照明条件。我们谈谈两种特殊情况：

第一种是：每个透镜的焦点位于靶的表面；因为每个透镜的焦点体积与靶的外表面之间的横截面积上被照明的表面减少，因此照明非常不均匀。

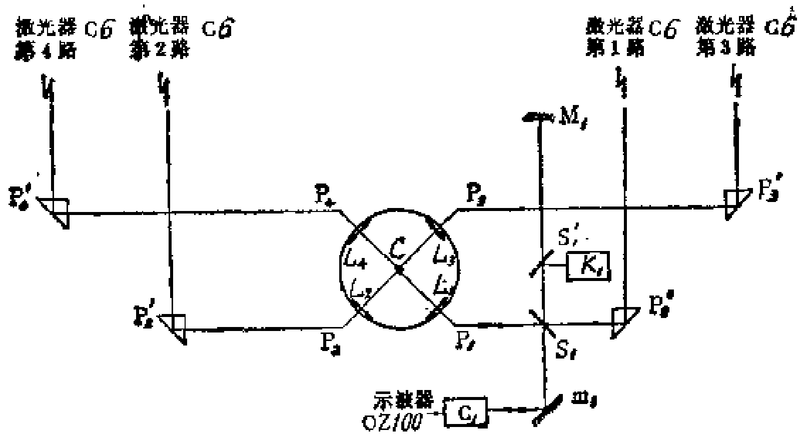


图 6 实验装置图

第二种是：每个焦点放在离靶轴线外约一倍半靶外半径的距离；考虑到透镜的孔径，被照明表面彼此相切，这就比前一种情况得到较好的照明分配。照明的平均值 Φ_i 直接依赖于靶的外直径 $2R_e$。通过使被照明表面与彼此相切的圆比较，此照明由下式给出：

$$\Phi_i = 2.4\left[\frac{P_{i1}+P_{i2}+P_{i3}+P_{i4}}{R_e^2}\right]. \tag{13}$$

式中，P_i 表示相当于每束光的入射功率。

与前实验所叙述的设备完全相同的、并在图 6 光束 1 的情形被表示出的四个设备可以一方面在每个光束上测量入射能量与功率，另一方面通过向每个聚焦光学系统测量反射或折射功率。

用在前实验中叙述的干涉仪设备观察在靶外产生的离心等离子体的对称度。在平行于靶轴的方向进行等离子体分析。另外，一些同轴电荷收集器被放在距靶 12 厘米处，收集等离子体在各个不同方向发出的离子。

通过对干涉仪分析光束沿管轴透射的时间和空间研究，观察到靶外等离子体的喷出所产生的靶内向心冲击波的出现。

B. 实 验 结 果

1. 在靶周围产生的等离子体环的对称研究

在靶外产生的等离子体环的干涉图指出：环的对称度非常依赖于激光束的聚焦条件。这个事实可用图 7 的干涉图说明，这些干涉图是在时间 $t=5$ 毫微秒，用四束 50 焦耳的激光聚焦在直径为 $2R_e=1$ 毫米的聚乙烯靶上获得的。

我们特别指出：当这些透镜的焦点位于靶轴前面 $d=500$ 微米时，完全不存在转动对称，这种情况相当于聚焦在被研究靶的表面。当透镜的焦点离开靶轴时，就是说当照明均匀度增加时，对称度得到改进。对于 $d=1200$ 微米，转动对称的偏差小于 30%；我们可以用这个比率 $\frac{\delta R}{R}$ 表征转动对称的偏差，其中，R 表示干涉条纹的平均半径、δR 表示平均半径的偏差。

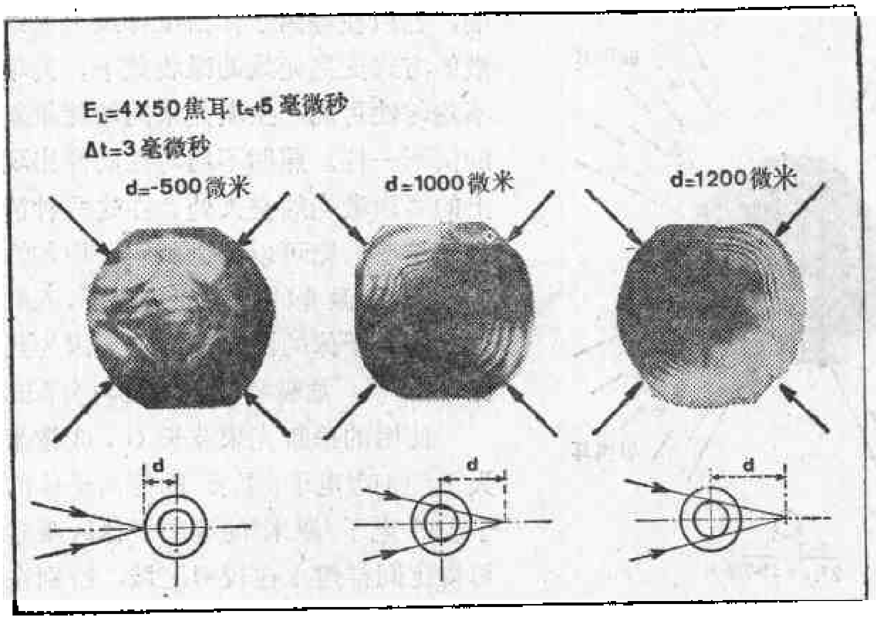


图 7 激光束聚焦对等离子体消融对称性的影响

图 8 的干涉图相当于用 1 束，2 束及 4 束激光对外径为 1 毫米的靶的辐照。这些干涉图特别表明：为了使等离子体有均匀分布的消融，至少要用四束激光来照射这个靶。这个结论只在使用这些光学系统才是正确的。用较大孔径的聚焦物镜，必需的激光束数目可减少到两束，正如在别处[16]所指出的那样。

环的对称度对激光通量及靶的大小同样灵敏。用越来越小的直径 $2R_e=1$ 毫米—0.7 毫米—0.5毫米—0.2毫米的靶所得的干涉图，已特别证明：对称度有改进。我们注意到，使用尺度越来越小的靶，在激光能量不变的情况下，按照公式(12)可以增加入射激光通量。当以 1 毫米外径的靶到 0.2 毫米外径的靶进行实验时，通量 Φ_i 从 3×10^{12} 瓦/厘米^2 增加到 7.5×10^{13} 瓦/厘米^2。图 9 表示等离子体的干涉图，该图是在激光脉冲开始后时间 $t=1$ 毫微秒，并用 $2R_e=190$ 微米的靶及入射激光通量 $\Phi_i=6\times10^{13}$ 瓦/厘米^{2}获得的。当用 1 毫米的靶时，不对称度曾是30%，这次变成小于 1%。

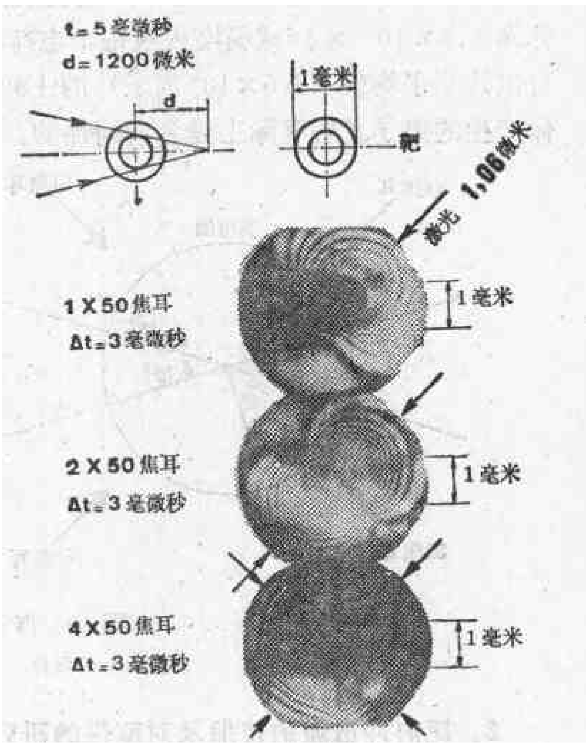


图 8 1,2,4 束激光产生的等离子体干涉图

两种意见可以解释这些结果

a）照明不匀性的间距随靶的尺度而减少，因此，为了均匀地分配被吸收的激光能，热传导所起的作用是显然的。照明不均匀性可能是每个光束内部激光能不均匀分配的结果，在研究激光束的结构中就可以看出这种不均匀分配。照明不均匀性可能同样是由于折射的影

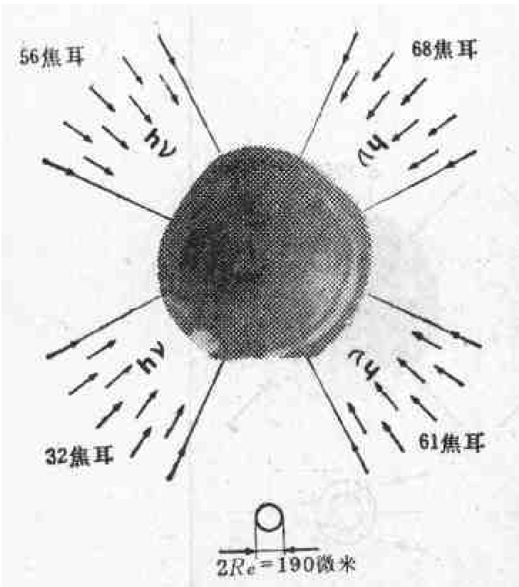


图 9 外径190微米的靶，在时间 $t=1$ 毫微秒，入射通量密度 $\Phi_i=6\times10^{13}$ 瓦/厘米²时所获的干涉图

响，它以在等离子体密度梯度上光线入射角的函数的方式变更光线的吸收效率。简单地说，照明不均匀性可能产生激光束间的能量差别，如图 9 的情形一样。照明不均匀性同样出现于靶的平面上的两束激光的交叉处。在这两种情形中，利用越来越小的靶可以减少照明不均匀性间的距离。

b）在激光能不变的情况下，入射通量增加，因此等离子体的温度也增加。因为热传导系数正比于 $T_e^{5/2}$，被吸收激光能的再分配较快发生。

使用的诊断光束波长（0.53 微米）不可看见大于约 10^{20}电子/厘米³ 的等离子体的密度。在小于 10^{20} 电子/厘米³的等离子体区观察到的对称不可肯定同样建立在较密区域，特别在截止密度 10^{21} 电子/厘米³ 附近；在该处激光辐射被吸收，并由此开始产生冲击波。这就是我们找寻使环产生的离子发射与观察到的对称有相互关系的理由。我们提一下，等离子体发射的离子在截止密度附近被加热及加速。

图 10 与图 9 处于同样的实验条件，它表示等离子体产生的离子（*a*）在包含激光束轴线的平面里，及（*b*）在垂直平面里收集在电荷收集器上的发射。每个向量模数代表在立体角 $1.6\times10^{-7}\times4\pi$ 球面度内被每个电荷收集器收集的离子总数。我们证明，模数间之差可以达到平均值（6.5×10^9 离子）的±30%。考虑到测量的误差为±25%，可认为等离子体产生的离子发射实际上是各向同性的。这结果证实了以前由干涉仪所得出的结果。

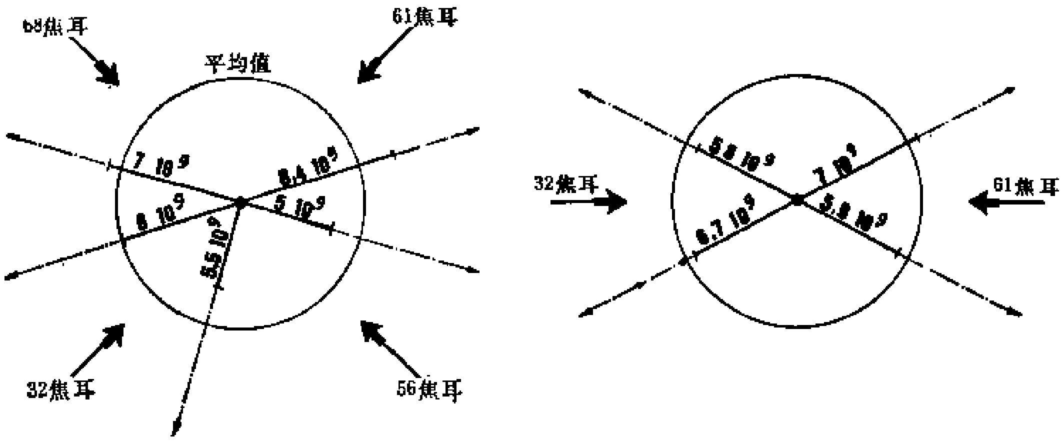


图 10 离子的发射角研究

左图为水平面内， 右图为垂直面内。

2. 靶内冲击波的传播及对称性的研究

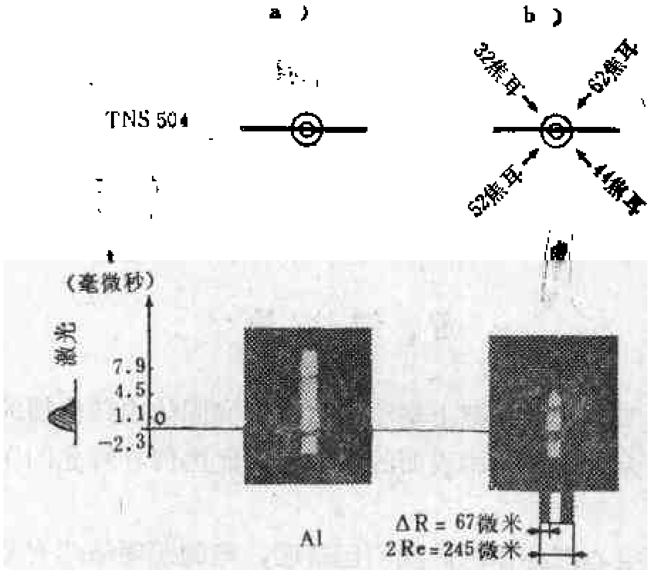
a. 概 论

我们刚看到，在照明相当均匀的一些聚焦条件里，用四束激光可以产生显然均匀分布在靶外表的等离子体。我们现在想看到，等离子体所施加的压力是否导致向心冲击波的产

生及传播。为了研究给定激光脉冲所产生的波的传播，必须使该靶的尺度适合该脉冲期间。在靶内壁中波的通过时间应当小于或最多等于脉冲期间。在相反的情形中，在这一行程的终了，该波不再被“培养”，而是迅速地消失。辐照聚乙烯薄靶时得到的结果已指出：为了能观察在约 10^{13} 瓦/厘米^{2}的被吸收的激光通量下冲击波的出现，靶的厚度必须小于几十个微米。

b. 波的通过时间及波的聚焦时间的测量

为了看见冲击波的传播，我们用一台快缝扫描照相机 TSN504 [17] 沿着靶的轴线观察透过的光线。该缝随着靶的直径定向。照相机的瞬时分辨力是 250 微微秒，恢复到物空间水平的照相机空间分辨力是 2 微米。诊断光束是由四个相继脉冲组成，每个脉冲的持续时间为 3 毫微秒，脉冲间隔是 3.4 毫微秒；诊断光束从主光束之一抽样一部份得到。图 11*a* 表示在射击前沿着靶的轴线透过的光线。图 11*b* 表示靶被激光束辐照时透过的光线。



$\Phi_a = 2 \cdot 10^{13}$ 瓦／厘米^2

图 11　空心圆柱状靶内的冲击波传播研究

(a) 发射前的透射光，　　(b) 发射中的透射光。

以铝作成的靶尺度在图 11 给出。等于入射激光通量约 50% 的被吸收激光通量是 2×10^{13} 瓦/厘米^2。我们证明，诊断光束的边缘在时间 t = 激光脉冲开始后 5.1 毫微秒时衰减。这种衰减是由于发射的冲击波对光束的吸收及折射。时间 $t=5.1$ 毫微秒相当于波经过靶内壁的通过时间 Δt。考虑到靶内壁的厚度 ΔR，波的速度 D 如下：

$$D=\frac{\Delta R}{\Delta t}=\frac{67\times10^{-4}}{5.1\times10^{-9}}\cong1.27\times10^{6}\text{厘米/秒}.$$

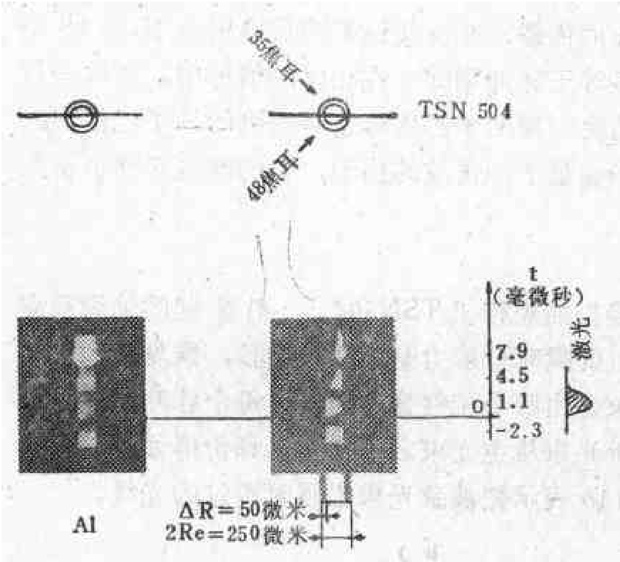
利用公式 (6) 及由文献 [18] 给出的铝的常数 C_0 及 λ，我们获得物质速度 u 是 5.4×10^{5} 厘米/秒。在冲击区的压力 p 从 (5) 式计算，获得 1.9 兆巴。从 (4) 式计算的密度 ρ 增大到起始密度的 1.75 倍。

这些数值表明，靶被激光束辐照有效地导致会聚冲击波的形成及传播。波在靶轴上的聚焦时间 t_f 相当于透射光束完全消失的瞬间。按照图 11*b*，我们得到 $t_f=6.3$ 毫微秒。这

个值大于激光脉冲的持续期间。假使我们想在轴线上得到高培压缩，则在激光照明不变的情况下，应减小靶的尺度，使 t_f 趋于激光脉冲的持续期间。

c. 波的对称性研究

在图 11*b* 上，我们已观察到诊断光束的衰减是相对靶轴对称地发生的。冲击波聚焦在管轴上时尤为如此。按不同取向的直径进行的相似测量已证实这个观察。虽然照明不均匀，但由等离子体消融所产生的冲击波对于靶轴仍对称地传播。这一结果证实热传导使射到靶子周围的激光能均匀的分布。但它的效率是有限的，因此必需四个光束，如图 12 所示。



$\phi_a = 2.10^{13}$ 瓦／厘米^2

图 12　两束光辐照时冲击波的不对称性

图 12 是用两束激光仅从一边辐照靶。冲击波确实在辐照这边形成及传播。相反，没有接受激光通量的那边便观察不到冲击波发射。在这种情况里，热传导不足以在这个靶周围再分布沉积到靶上的激光能，因此被观察的冲击波表现严重的不对称。

Ⅳ. 结　论

我们已表明，大功率激光束在靶上聚焦可以产生向固体内部传播的冲击波。我们特别证明，冲击波的横尺度大于能量沉积表面的尺度。因此热传导所起的作用是在侧面重新分布被吸收的激光能。

当用多束激光辐照空心圆柱体时，我们已证明，靶的照明虽然有某种程度的不均匀，但仍可得到均匀分布的等离子体的喷射。我们已同样地证明，使用越来越小的靶及使用越来越大的通量，可显著地改进所产生等离子体的对称性。

我们又指出，靶外等离子体的离心膨胀可以产生向心冲击波。波的对称度与靶外等离子体的对称度及辐照的均匀度有相互关系。所得的结果表明热传导起着补偿照明均匀缺陷的作用。

这些实验证明，激光能在固体物质内部产生高压力以传播冲击波。特别是，使用多束激光在圆柱体内可以产生会聚冲击波。照明均匀的缺陷可以用热传导部份地补偿。

1975 年在利梅耳研究的一些最近的实验将来应可证实在球形体内的这些结果。最近的这些实验有一个特别的目的，就是证明冲击波的聚焦会产生超过固体密度一两个数量级的密度增加，并能产生温度增加。为此，圆柱形靶将被实心（或空心）球形靶代替，以激光器 C_6 的四束光辐照，激光功率将增加一倍。最后，我们使用强度增加的连续两个尖峰组成的整形激光脉冲，其任务是产生连续的两个冲击波。数值计算实际上已指出，在这两个连续冲击波同时聚焦在靶中心的条件下，可以显著地增加压缩效率。

我们指出，在许多外国实验室里，即将进行或已经完成的类似实验用来证明由激光束

产生的球形靶向心聚爆的可能性。最近美国实验室获得的一些初步结果非常有趣：当用四束激光辐照球形靶时（这四束激光位于同一平面如同在前述的实验一样），罗切斯特的实验室[18]已证明靶的向心聚爆是对称的。这时通量密度超过 10^{15} 瓦/厘米^{2}并包含强烈的热传导。在K.M.S.[16]，当用持续期间为 350 微微秒的激光脉冲辐照半径为 50 微米并充氘氚的玻璃壳时，在 350 微微秒里获得的大于外环的中心 X 光发射可以在波的聚焦瞬间观察到。这种发射证明，当用激光使靶向心聚爆时，将物质压缩及加热是可能的。

这些结果是非常鼓舞人心的。通过用激光束使靶向心聚爆的可能性有效地开辟了一条新途径，以便在热核燃烧条件下带来可聚变的环境。假使现在激光的性能还不足以实现这个目的，激光为此而不断取得的进步将在以后的岁月里把达到这个目的的希望留给物理学家们。

参 考 文 献

[1] J. NUCKOLLS,
Laser compression of matter to super high densities VII IQEC 1972-Montreal.

[2] K. A. BRUCKNER, S. JORNA.
Laser driven fusion,
Review of Modern Physics, 46, 2, 1974, p. 325.

[3] J. W. SHEARER, J. J. DUDERSTADT,
Wavelength dependance of laser light absorption by a solid deuterium target.
Nuclear Fusion, 13, 1973, p. 401.

[4] J. NUCKOLLS, J. EMMET, L. WOOD,
Laser induced thermonuclear fusion,
Physics Today, 46, August 1973.

[5] R. J. MASON, W. P. GULA, G. S. FRALEY, R. L. MALONE, R. L. MORSE,
Laser driven supercompression of shells,
APS meeting, Albuquerque (1974).

[6] J. C. COUTURAUD, M. DECROISETTE, C. FAURE, I. C. GRIESEMANN, M. LOUIS-JACQUET, J. MARTINEAU, B. MEYER, C. PATOU, A. SALERES,
Interaction d'un faisceau laser avec de la matiere
BIST 204 (1975).

[7] J. L. BOBIN,
Flame propagation and overdense heating in laser created plasma,
Physics of Fluids, 14, 1971, p. 2341.

[8] C. FAUQUIGNON, F. FLOUX,
Hydrodynamic behavior of solid deuterium under laser heating
Physics of Fluids, 13, 1970, p. 386.

[9] Ya. B. ZELDOVITCH, Yu. P. RAIZER,
Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena.
Academic Press, New York, 1966.

[10] C. G. M. Van KESSEL, R. SIGEL,
Observation of the laser induced compression wave in a solid target 3th workshop on laser interaction and related plasma phenomena (1973).

[11] J. LAUNSPACH, D. BILLON, D. COGNARD, C. PATOU D. REDON, D. SCHIRMANN
Laser created shock wave propagation into solid targets,
APS Meeting-Albuquerque, 1974.

[12] J. P. GEX, A. JOLAS, J. LAUNSPACH, D. SCHIRMANN,
Le laser source de rayonnement pour diagnostics,
BIST, 204, 1975.

[13] R. G. Mac QUEEN et al.
High velocity impact phenomena,

New York, Ray Kinslow 1970.
[14] D. SCHIRMANN, D. BIL-ON, D. COGNARD, J. LAUNSPACH, C, PATOU,
Compression of a cylindrical target with laser beams,
VIIIth International Quantum Electronics conference, San Francisco, 1974.
[15] D. SCHIRMANN, D. BILLON, D. COGNARD, J. LAUNSPACH, C. PATOU,
Etude experimentale de l'onde de choc generee dans une cible cylindrique creuse par plusieurs faisceaux laser
5th IAEA, Tokyo 1974.
[16] G. CHARATIS et al.
Experimental study of laser driven compression of spherical glass shells,
5th IAEA, Tokyo, 1974.
[17] C. CHANCEL, N. FLEUROT, J. P. GEX.
Camera a convertisseur d'image a balayage de fente et tres haut gain photonique.
XI Congres ce cinematographie ultra-rapide a Londres, 1974.
[18] W. M. ISBELL, F. H. SHIPMAN, A. H. JONES,
Hugoniot equation of state measurements for eleven materials to five megabars,
AD 721920 General Motors Technical Center, Warren, Michigan, 1968.
[19] M. LUBIN et al.
Single and multibeam laser pellet fusion experiments,
5th IAEA-Tokyo, 1974.

[卓励译自《Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques》,
No. 204, Juin, 33—44 (1975), 王克武校]

激光产生的热核等离子体

山中（C.YAMANAKA）等十二人（日本）

近来，利用聚爆产生的高密度等离子体来实现激光聚变，成为许多人注意的焦点。现在，是进行关于激光聚变的科学可行性实验的时候了。然而，要使激光聚变取得进展，必须解决激光与等离子体相互作用物理，高压缩技术，以及高功率激光器的发展等重要问题。

在激光-等离子体耦合方面，做了激光束轰击氢和氘棒的实验；在这些实验中，使用了1毫微秒内输出能量为50焦耳的玻璃激光系统LETKKO-I；以及100毫微秒脉冲内输出能量为100焦耳的双放电横向电激励（大气压）CO_2激光器。在激光强度高于参量不稳定性阈值一个量级时，出现了反射率的下降。还发现了调制不稳定性引起的散射光的自相位调制。

在二次谐波的红边部分观察到了氢和氘等离子体中布里渊后向散射的同位素效应。用1毫微秒内输出能量为250—1000焦耳的玻璃激光系统LETKKO-Ⅱ做了初步的压缩实验。用主激光束转化来的倍频光作全息照相，研究了等离子体中的激波。高功率激光器有了新的发展，例如：圆盘玻璃激光器，电子束CO_2激光器，准分子激光器。

一、引　言

要进行激光聚变的科学可行性实验，以下三个问题是重要的：激光与等离子体相互作用物理学，等离子体的高压缩技术，以及发展高功率、高效率激光器。

在激光等离子体研究中，激光和等离子体的相互作用是人们最感兴趣的现象之一[1-3]。特别是，等离子体集体过程中的非线性耦合，对于加热极为重要[4]。参量衰变不稳定性在接近（或低于）截止区域的吸收中起重要作用[5-8]。在此过程中，郎道阻尼导致产生高能电子，它们能引起心部的预热，这对聚爆是不利的。为了寻求最佳加热条件，研究了快电子和快离子的出现。在接近（或高于）截止区域，也可望出现调制不稳定性（绝对的）[10]，这即是所谓的振荡双流不稳定性，它较之参量不稳定性具有更高的阈值。反射光的谱表明，存在着由于等离子体密度的调制变化而引起的自相位调制。在激光强度高于参量不稳定性阈值的一个量级处，观测到反射率的下降。

氢和氘等离子体中后向散射的同位素效应，在二次谐波后向散射光中也观察到了。这一过程可以通过引入参量不稳定性而予以很好的解释。为了研究相互作用物理，我们使用了玻璃激光系统LETKKO-Ⅰ，其输出能量为50焦耳，脉冲时间为毫微秒；双放电横向电激励大气压CO_2激光系统GETKKO-Ⅰ，其输出能量为100焦耳，脉冲时间为100毫微秒。

对双共振参量不稳定性所预期的有效加热，做了实验研究。

在初步的聚爆研究中使用了玻璃激光系统LETKKO-Ⅱ，1毫微秒脉冲的输出能量为250—1000焦耳。两束光射到各种各样的薄片靶和靶丸上，靶丸靠连续Ar激光的光压而悬浮在真空中。用时间分辨的全息照相考察了等离子体中冲击波的形成。干涉条纹在激光照射之后形成。X光源用针孔相机测量。

考虑了经典及反常吸收的流体力学程序被用来对聚爆进行数值实验研究。为了准备下一阶段的科学可行性判断，目前正在建造更大的玻璃激光系统和电子束控制的CO_2激光系统。

二、激光与等离子体的相互作用

2.1 实验装置

激光系统LETKKO-Ⅰ由一个振荡器和五级放大器组成。振荡器有钇铝石榴石振荡器和玻璃振荡器两种，选择使用以改变激光的谱宽度。谱宽分别为6埃和60埃。利用振荡器腔内的玻璃标准具可产生不同波长的两束光。振荡器发射普克尔盒Q开关脉冲系列或锁模脉冲系列，两种脉冲系列都经过脉冲-传输-模技术的削波。能量输出为50焦耳，束发散度不超过1毫弧度。

实验装置的主要部分见图1。靶为固体氘和氢棒，尺寸为2×2×10毫米。激光束经过焦距为50毫米的非球面透镜聚焦于靶上。为了检验聚焦情况，靶的像被放大了10—20倍。调焦精度为25微米。

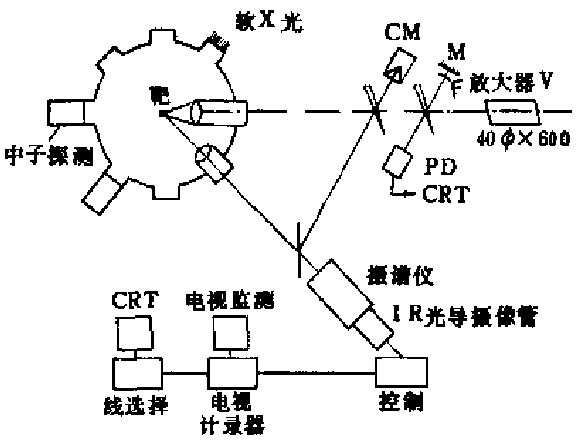


图1 使用钕玻璃激光器（LETKKO-Ⅰ）的相互作用实验装置的主要部分

考察了入射谱附近的反射谱和散射谱，还用一级平均色散为8埃/毫米的Czerny-Turner光栅谱仪研究了二次谐波发射。利用红外摄像管（硫化铅光敏面）观测了红外区域的谱，入射激光与反射激光之比是用带IR-80滤片的双平面光二极管（HTV-R317）测量。

电子温度由软X光来估计，测量软X光用的是塑料闪烁体，前面加了不同厚度（100，200，400，800微米）的铍窗口。

双放电的横向电激励大气压CO_2激光系统GETKKO-Ⅰ由四级70厘米长的双放电型组件（口径为5×5厘米^2）组成[11]。光学共振腔由相互距离4.2米的一个平的硅反射镜和一个镀金平面反射镜组成。激光输出峰值功率约1千兆瓦，激光脉冲半宽度约为100毫微秒。束发散度约为2毫弧度。激光束通过一个焦距为3.7厘米的锗透镜聚焦到置于真空室的碳靶上，如图2所示。焦斑直径为100微米左右。入射激光和反射激光通过一个KRS光束分裂器后分别用光子牵引探测器和锗-铜探测器测量。

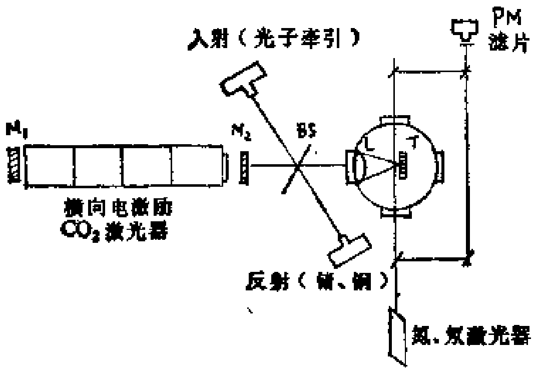


图 2 使用横向电激励大气压 CO_2 激光器的相互作用实验装置

图中：BS——分光板， CRT——阴极射线管， M——反射镜， L——透镜， F——滤光片， CM——量热计， PD——光二极管， PM——光度计， T——靶。

2.2 钕玻璃激光器的实验结果

2.2.1 电子温度

电子温度通过测量等离子体发射的软 X 光来估计。测量用的是箔吸收法。结果如图 3 所示。在玻璃激光系统的情况下，电子温度在参量衰变不稳定性阈值以上有两个分支，高能分支正比于 $I^{1.2}$ 增长，低能分支则依赖于 $I^{0.6}$。但是，在钇铝石榴石振荡器的激光系统情况下，高能和低能分支的区分是不明显的[8]。由此得出结论，玻璃系统比钇铝石榴石系统更容易引起等离子体不稳定性。

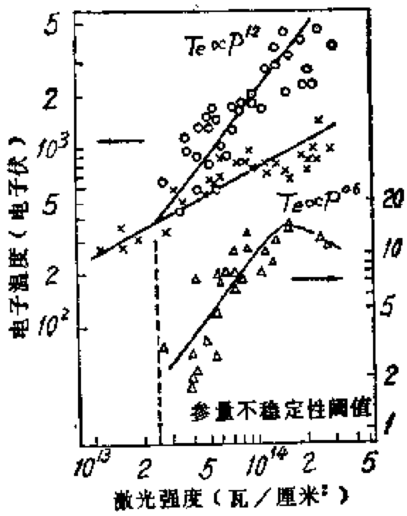


图 3 用玻璃激光系统照射固体氘靶时，电子温度和反射率随激光强度的变化曲线

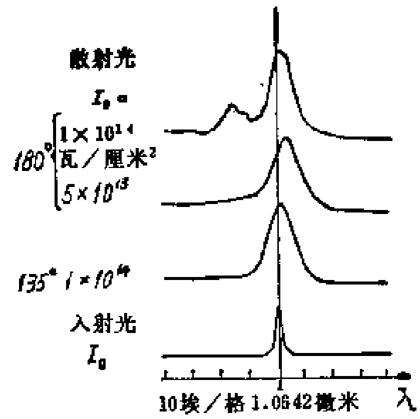


图 4 入射的钇铝石榴石激光的反射光谱（180°）和散射光（135°）谱

2.2.2 激光束的反射和散射

等离子体要反射一部分入射激光能量。在玻璃激光器情况下，反射率随入射激光强度的变化如图 3 所示：开始随强度增大，在强度为 1.5×10^{14}瓦/厘米²时达到 18%，然后随强度增加而减少。这个强度比参量衰变不稳定的阈值要高一个量级。在钇铝石榴石激光情况下，反射率始终比玻璃激光情况要高一点。

当激光强度高于 5×10^{13}瓦/厘米²时，后向反射的激光谱中出现两个峰，一个峰在入

射谱的蓝方，另一个峰在红方（见图4）。当强度为1×10^{14}瓦/厘米^{2}时，两峰相对于入射谱中心的频率位移分别是：蓝移13厘米$^{-1}$，红移2～3厘米$^{-1}$。激光强度低于5×10^{13}瓦/厘米^{2}时，只观察到红移。在相对于入射光为135°角方向上的散射光中，即使在1×10^{14}瓦/厘米^{2}的强度下，也未观察到蓝峰。

2.2.3 二次谐波附近的谱

入射激光的二次谐波，是由激光等离子体中的密度梯度和温度梯度产生的。我们研究了散射到与入射光成180°（向后）135°和90°方向上的二次谐波的行为。后向散射的二次谐波正比于入射激光功率的平方。二次谐波的能量不到入射能量的1%。激光强度高于参量衰变不稳定性阈值时，在二次谐波的红方伴随两个边峰，（见图5）当使用钇铝石榴石激光时，这些边峰特别清晰。它们首先出现在激光焦斑的中心部分，因为那里的强度达到参量衰变不稳定性阈值。当激光强度增大时，后向散射光的强度增强，其发光区域也变宽。至于边峰随入射强度的增强速率，玻璃系统给出的大于钇铝石榴石系统给出的。对于强度为8×10^{12}瓦/厘米^{2}的钇铝石榴石激光，氢和氘等离子体的第一个边峰相对于二次谐波中心频率的位移分别为84厘米$^{-1}$和79厘米$^{-1}$，第二个边峰的位移分别为319厘米$^{-1}$和204厘米$^{-1}$。这样的两个峰证明了同位素效应。在玻璃系统的情况下，入射谱是如此之宽，以至于散射光谱的精细结构被抹平了。

当着入射激光的电场矢量垂直于入射激光和散射激光波矢所构成的平面时，上述的谱也在与入射光成135°和90°角的方向上观察到。但是当电场矢量位于该平面内时，就观察不到这样的谱了。

2.3 CO_2激光器的实验结果

图6表示入射的CO_2激光功率强度与反射率之间的关系。从中看出，在功率强度为4.4×10^{10}瓦/厘米^{2}处，反射率出现极大值（56%），然后随功率强度的增加而减小。在$N_e\simeq10^{19}$/厘米^3，$T\simeq10^3$电子伏情况下，通过等离子体参量不稳定性的反常吸收的阈值为5×10^{10}瓦/厘米^2，此估计值与实验结果符合得很好。因此，在激光功率强度[3]高于4.4×10^{10}瓦/厘米^{2}时，好象是发生了反常吸收。

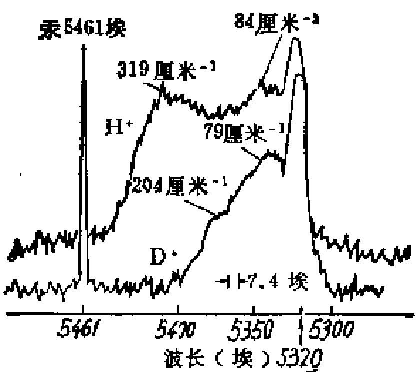


图5 钇铝石榴石激光照射固体氘和氢靶时，二次谐波附近的后向散射光谱

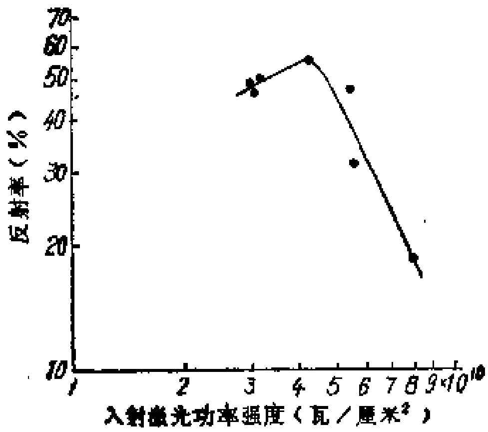


图6 反射率随强度的变化

图 7 中分别画出了激光功率、反射率、X 光发射，干涉仪条纹位移，以及测得的电子密度、电子温度随时间的变化。探测等离子体发射的 X 光，用的是 5 毫米厚的塑料闪烁体和 RCA-6199 光倍增管。X 光信号显示在 Tektvonix7904 示波器上。X 光测量的方向垂直于激光束。碳靶的放置与激光束成 100° 角。我们在实验中采用 100 和 200 微米厚的铍箔（直径为35毫米）作为吸收片，来估计电子温度。用马赫-陈德尔氦-氖激光干涉仪测量等离子体的电子密度。测得的电子密度的数量级为 $Ne \simeq 10^{18}—10^{19}$厘米$^{-3}$。

根据 X 光测量，发现电子温度在激光脉冲入射后的 50 毫微秒内，上升到 0.5 千电子伏左右，然后在$t = 400$ 毫微秒以前，缓慢地增加到 1 千电子伏，此后，在 400—700 毫微秒之间，它又迅速上升，与此同时，反射率迅速下降，等离子体似乎为参量衰变不稳定性引起的反常吸收所加热。

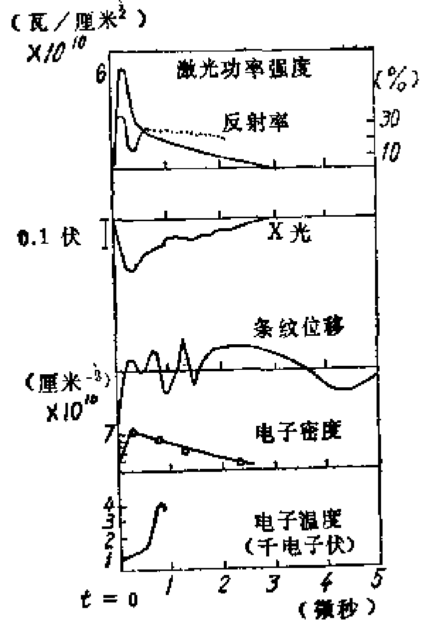


图 7　激光功率强度、反射率、X 光发射、干涉条纹图形、电子密度和电子温度的时间分辨测量

2.4 讨　论

等离子体中的非线性现象与加热机制密切相关，散射光给予我们关于等离子体的详细知识。典型的非线性现象是参量衰变不稳定性，振荡双流不稳定性（调制不稳定性），二次谐波发射，以及受激喇曼和布里渊散射。

电子温度中高能分枝的出现，（图 2）可用参量衰变不稳定性来解释。这种反常效应的详细讨论已在另外的文章中发表过[4]。

钇铝石榴石系统和玻璃系统在加热效应方面的区别，是由于入射束谱的宽度不同引起的。Nishikawa 和他的同事提出一种参量激发的双共振理论[21]，即使用的是两个泵浦，它们都与电子等离子体波共振，同时，它们的拍频与离子声波频率共振。按照这个理论，可得两个特殊结论：1）当拍频 Δ 变成两倍离子声波频率 $2\Omega_i$，且电子等离子体波的阻尼速率 $\gamma_e \gg \Omega_i$时，离子声波激发的总阈值功率就变得大大低于单泵浦情况的阈值功率。（2）当第一个泵浦的强度接近衰变不稳定性阈值时，一个频率红移了 Ω_i的很小的第二泵浦即能引起振荡双流不稳定性。玻璃激光的谱宽为 $\Delta \sim 1.6\times10^{12}$ 赫兹（相当于 $\Delta\lambda = 60$ 埃），而钇铝石榴石激光的频谱宽度仅有 1.2×10^{11}赫兹（$\Delta\lambda = 6$ 埃）。参考文献[4]的图 13 估算出，对 $\gamma_e > \Omega_i$ 的情况，Ω_i为 3×10^{12} 赫。显然，玻璃激光比钇铝石榴石激光更接近于满足双共振条件。同样的论证也适用于振荡双流不稳定性，它的阈值比衰变不稳定性高。两种不稳定性都更容易由宽频带的玻璃激光引起。虽然，在本实验中，不能指望提供双共振效应的清晰的证明。但是，有关电子温度，离子能量，反射率，以及中子产额[20]的实验数据表明，在加热等离子体方面，宽带的激光要有效得多。

反射光的频率位移能够用发生在等离子体截止密度附近的自相位调制来解释[21]。束的聚焦是由有质动力造成的低密度区所引起的。

根据自相位调制的理论，在 Z 方向上传播的平面波，在通过具有瞬时非线性的介质时发生的位相位移 $\phi(t,z)$，由下式给出：

$$\phi(t,z)=-(\omega_0/c)[n_0+n_2I(t)]Z \tag{1}$$

式中 ω_0 为平面波频率，c 为光速，n_0 和 n_2 分别是线性折射系数和非线性折射指数，$I(t)=I_0F(t)$ 是依赖于时间的强度，I_0 是峰值强度。非线性效应引起的频率变化为

$$\Delta\omega=-\frac{\partial\Phi}{\partial t}Z=\frac{n_2}{n_0}k_0I_0Z\frac{\partial F(t)}{\partial t} \tag{2}$$

其中 k_0 是波数。频率位移正比于 $I_0\frac{\partial F(t)}{\partial t}$，当等离子体的弛豫时间 τ 或调制不稳定性的增长时间小于脉冲宽度时，就能期望有自相位调制引起的频率位移。

对于强激光，考虑到密度调制，自聚焦能够表示为

$$m_iN_0\frac{\partial V_2}{\partial t}=-\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\frac{\nabla(\vec{E}_0\vec{E}_0)}{16\pi}-\kappa(T_e+T_i)\nabla N_2 \tag{3}$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t}+\nabla(N_0V_2)=0 \tag{4}$$

$$\epsilon_0=1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\nu_{eff}^2}, \qquad \epsilon_n=-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{N_2}{N_0} \tag{5}$$

$$2ik\left(\frac{1}{V_g}\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t}+\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial Z}\right)+\nabla_\perp^2\vec{E}_0+\frac{\epsilon_n}{\epsilon_0}k^2\vec{E}_0=0 \tag{6}$$

其中 m_i 是离子质量，N 是等离子体密度，V 是等离子体速度，角标 0 和 2 分别代表初始值和变化值，电波 $\vec{E}_0$ 是 t 和 Z 的慢变函数。

当等离子体的弛豫速率是等离子体频率的数量级时，在毫微秒脉冲情况下，我们能够取静态解。假定激光束有直径为 a 的高斯剖面，方程（6）中自聚焦项大于色散项，阈值场强由下式给出：

$$I=|\vec{E}|^2\geqslant\frac{4}{\pi^2}\frac{\lambda^2}{\partial^2}V_gN_0\kappa T\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^4$$

由（2）和（6）式得到谱的加宽是

$$\Delta\omega=\frac{-kZ(\omega_p/\omega)^4}{64\pi\epsilon_0N_0\kappa T}\frac{\partial|\vec{E}|^2}{\partial t}$$

代入实验数据　$a=40$ 微米　$Z=10$ 微米，即得 $\Delta\omega=3\times10^{11}$。

等离子体以 10^7 厘米/秒的速度膨胀，造成大约 5 埃的多普勒兰移。由自相位调制引起的谱加宽和多普勒移动的叠加，与图 4 中的实验数据符合得很好。

在激光强度大于参量不稳定性阈值一个量级时，反射率开始下降，这可解释为：在阈值强度处，不稳定性空间区域非常之小，以至于反射率依然取决于经典吸收，随着强度的增大，反常吸收扩展到较大区域，从而降低了反射率。

在二次谐波附近的后向散射谱中出现边峰，由于这种谱只有当强度高于参量衰变不稳定性阈值时才能观察到，猜想它与参量衰变不稳定性有关，产生于截止区域。因为第一边峰的频率位移没有同位素效应，它似乎是由电子等离子体波的修改不稳定性产生的散射

光。第二边峰是布里渊散射，其匹配条件如下：

$$\omega_0 + (\omega_e - \Omega_i) = \omega \tag{7}$$

$$k_0 + (|k_e| - |k_i|) = k \tag{8}$$

式中 $\omega_0(k_0)$，$\omega(k)$，$\omega_0(k_e)$和 $\omega_i(k_i)$分别是泵浦光，散射光，电子等离子体波和离子声波的频率（波数）。在截止区域，k_0 和 k 接近为零，$|k_e|=|k_i|$，参量不稳定性条件为：

$$\omega_0 = \omega_e + \Omega_i \tag{9}$$

根据方程（4）和（5）

$$\omega = 2(\omega_0 - \Omega_i) \tag{10}$$

正如参考文献[4]的图13所表明的，对于氘和氢等离子体，参量衰变不稳定性所激发的离子声波的频率分别为 3×10^{12}赫兹和$\sqrt{2}\times3\times10^{12}$ 赫。在图 4 中，氘和氢等离子体的第二边峰位移的实验值分别为6.11×10^{12}赫（204 厘米$^{-1}$）和 9.56×10^{12}赫（319 厘米$^{-1}$），非常接近上面方程（10）所估计的频移 $2\Omega_i$ 的值，它们的比值为1.56，如果两种等离子体（氘和氢）的电子温度是一样的话，理论上预期这个比值为$\sqrt{2}$。

总起来讲，在二次谐波光的红方，观察到由参量不稳定性产生的离子声波的布里渊散射。调制不稳定性引起的自相位调制使得反射光相对于入射谱产生蓝移，而没有这种不稳定性时，只观察到红移。由于等离子体的反常吸收造成的反射率的减少被观察到了。通过使用宽带的玻璃激光系统，从实验上考察了参量不稳定性双共振的可能性。

三、靶压缩的初步结果

使用玻璃激光系统 LETKKO-Ⅱ（详见表 1），研究了靶的聚爆过程。照射靶的激光束为 2 束和 4 束。靶是厚度为几百微米的细塑料棍，以及直径为 20 到 50 微米的塑料靶丸。靶丸在连续 Ar 激光的光压作用下悬浮在真空中。

表 1　高功率玻璃激光器 LETKKO-Ⅱ

	前置放大器	主放大器					加强激光器			
		Ⅰ	Ⅱ	Ⅲ	Ⅳ	Ⅴ	盘状前置放大器	盘Ⅰ	Ⅱ	Ⅲ
棒尺寸（毫米）	15×330	20×320	20×320	30×320	30×320	40×430	60×450	45×80×25	45×80×25	45×80×25
Nd_2O_3	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	1.5	3	3	3
闪光灯	2	4	4	6	6	10	10	10	10	10
最大泵浦能量（千焦耳）	10	20	20	30	30	25	100	100	100	100
泵浦能量密度(焦耳/厘米^3)	188	212	212	142	142	178	98	108	108	108
输入能量（焦耳）	0.002	0.04	0.56	4	7.2	12	50	120		
输出能量（焦耳）	0.04	0.56	4	7.2	12	50	120	240		
增益	7	40（通过二次）	7	18	1.6	4.2	2.4	2		

图 8 画的是用来研究等离子体中击波过程的实验装置，时间分辨的全息照相。图 9 是两张不同聚焦条件下的全息照片。在图 9a）和 9b）中，焦点分别在表面上和表面下约200微米处。在这些照片中，可观察到一定程度的压缩。X 光针孔相机用来测量高能电子的空间分布，能量大于 50 千电子伏的电子明显地被观察到。

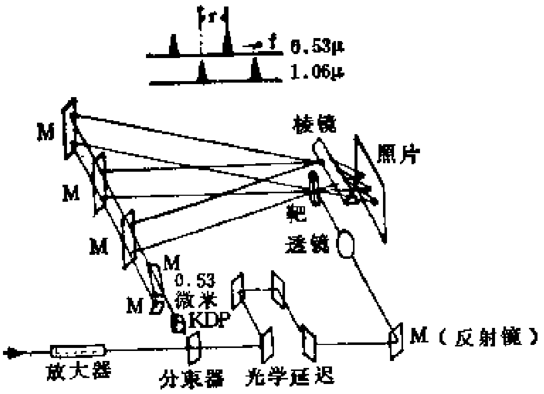


图 8　利用钕玻璃激光的二次谐波，对等离子体中的激波过程做时间分辨的全息照相

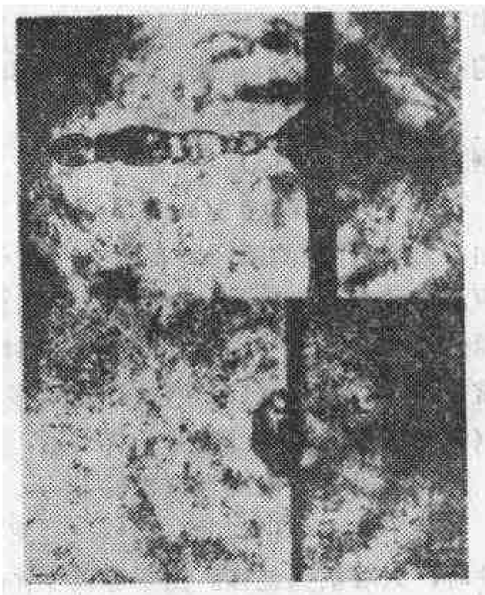


图 9　全息照相干涉图

上图：聚焦在靶表面的情况，

下图：聚焦在靶表面下（200 微米）的情况。

根据色散特性曲线的数据，计入了反常吸收的计算机模拟聚爆的实验已经完成了。

四、高功率激光器的进展

为进行四束辐照实验和为设计更大能量组件而建造的千焦耳系统快要完成，为使系统更好地工作，已发展了一种新的钕激光玻璃和各种可饱和染料。

现在正建造一台电子束控制的 CO_2 激光系统（200 焦耳，1 毫微秒），其结构如图10所示，实验数据在表 2 中给出。正在研究用相对论电子束激励的短波长，高效率的激光器。所有这些系统都是为将来的科学可行性实验作准备的。

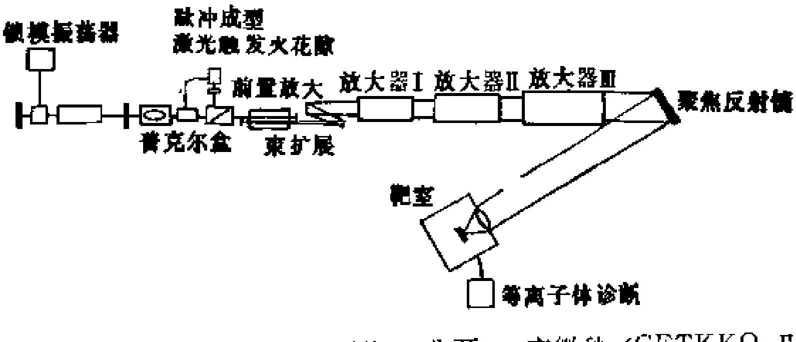


图 10　电子束控制的 CO_2 激光系统200焦耳，1 毫微秒（GETKKO-Ⅱ）

表 2　电子束控制的 CO_2 激光系统 GETKKO-Ⅱ

	振荡器(TEA)	前置放大(TEA)	放大器Ⅰ 热阴极	放大器Ⅱ 冷阴极	放大器Ⅲ 冷阴极
有效尺寸（厘米）	2.5×2.5×60	2.5×2.5×60	5×5×80	10×10×100	20×20×200
体积（升）	0.4	0.4	2	10	80
压强（大气压）	1	1	2	2	2
泵浦能量（焦耳）	62	62	1×10^4	6.75×10^4	1.8×10^5
输出功率（焦耳） （毫微秒脉冲）	1×10^{-3}	0.5	5	50	200

参 考 文 献

[1] N. G. BASOV, P. G. KRIUKOV, S. D. ZAKHAROV, Yu. V. SENATSKY and S. V. TCHEKALIN; IEEE J. Quant. Electron, **4** (1968) 864.

[2] F. FLOUX, D. CONGARD, L. D. DENOEUD, G. PIAR, D. PARIST, J. M. BOBIN, F. DELOBEAU and C. FAUQUIGON; Phys. Rev., A1 (1970) 821.

[3] *Laser Interaction with matter*, edited by C. YAMANAKA and H. J. SCHWARZ (Japan Society for promotion of Science, 1973).

[4] C. YAMANAKA, T. YAMANAKA, T. SASAKI, K. YOSHIDA, M. WAKI, and H. B. KANG; Phys. Rev. A6 (1972) 2335.

[5] V. P. SILLLIN; Zh. EKSP. Teor. Fiz. **48** (1965) 1679. (Sov. Phys. JETP, **21** (1965) 1127).

[6] D. F. DUBOIS and M. V. GOLDMAN; Phys. Rev. Lett., **14** (1965) 544.

[7] K. NISHIKAWA; J. Phys. Soc. Jap., **24** (1968) 916, 1152.

[8] A. A. GALEEV and R. Z. SAGDEEV; *Nucl. Fusion*, 13(1973)603 *and references therein.*

[9] M. WAKI, T. YAMANAKA, H. B. KANG, K. YOSHIDA and C. YAMANAKA; Jap. J. Appl. Phys., **11** (1972) 420.

[10] K. NISHIKAWA, H. HUJO, K. MIMA and H. IKEJI; IPPJ Report 186 (1974).

[11] C. YAMABE, E. SETOYAMA, M. Yokoy-AMA and C. YAMANAKA; Japan J. Appl. Phys., **13** (1974) 569.

[12] R. A. STERN and N. TZOAR; Phys. Rev. Lett., **17** (1966) 903.

[13] H. IKEZI and K. NISHIKAWA; Research Rep. Inst. Plasma Phys. Nagoya Univ. IPPJ—185 (1974); Phys. Rev. Lett. (to be published).

[14] D. W. FORSLUND, J. M. KINDEL and E. L. LINDMAN; Phys. Rev. Lett., 30(1973)739.

[15] D. EIDMAN and R. SIGEL; Max-Plank-Institut für Plasma-Physik, Garching, Report No. IPP IV/46, 1972 (unpubilished).

[16] F. F. CHEN; University of California, Los Angeles, Report No. PPG-159, 1973 (unpublished).

[17] J. L. BOBLN, M. DECROISETTE, B. MEYER, and Y. VITEL; Phys. Rev. Lett., **30** (1973) 594.

[18] C. YAMANAKA, T. YAMANAKA, T. SASAKI, J. MIZUI and H. B. KANG; Phys. Rev. Lett., **32** (1974) 1038.

[19] S. A. AKHMANOV, R. V. KHOKHLOV and A. P. SUKHORUKOV; Laser Handbook, ed. F. T. ARECCHI AND E. D. SCHULZ-DUBOIS (North-Holland Publishing company, Amsterdam, 1972) Vol. 2, p. 1209.

[20] C. YAMANAKA, T. YAMANAKA and T. SASAKI. in "Laser Interaction and Related Phenomena," edited by H. J. SCHWARZ (Plenum, New York, to be published).

[21] D. ARNUSH, B. FRIED, C. KENEL, K. NISHIKAWA and A. Y. Wong, University of California, Los Anyeles, Report No. PPG 139, 1972 (unpublished). Phys. Fluids, **16** (1973) 2270.

[高飞、李明寿译自《Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research》, Vol. 2, 421—434 (1974), 应润杰校]

激光聚爆靶流体力学效率的测量

佩拉 (I. Pelah)，戈德曼 (E. B. Goldman) 等

数值模拟和实验均已表明，激光聚爆球形玻璃壳在膨胀时有两个脉冲；第一个对应于烧蚀物质；第二个对应于被压缩物质。两个脉冲的相对速度和相对强度表示吸收的激光能量向压缩蕊部输运的效率。

为达到增益 M（聚变能量/激光能量）所需的激光能量可表示为：$E_L = 1.6M^3/C^2 \in^4$ 兆焦耳，其中 C 是压缩比，$\in$ 是激光能量与压缩的可聚变蕊部的耦合效率，它可分为两部份：吸收效率 $\in_a$ 和流体力学效率 $\in_h$。$\in_h$ 的定义是烧蚀能量传输给压缩蕊部的份额。对于各种不同的靶和激光装置，已经发表的吸收效率的测量值在 10% 到 80% 的范围内。但是，迄今为止还未发表过 $\in_h$ 的测量值。我们在这里提出一个方法，通过测量膨胀着的靶物质的离子流来测量流体力学效率。虽然，无论实验还是流体力学的数值模拟均证实了这个方法的有效性，但系统的测量现阶段还未完成。

荷电粒子收集器置于离激光照射的靶丸距离为 L 的地方，测量离子电流脉冲，在典型情况下，此脉冲在对应于速度 ≤10^8 厘米/秒的时刻上升到最大值，然后下降。离子电流的测量值 $I(t)$ 能够简单地与靶在自由膨胀状态期间某个时刻 t^* 的密度和速度分布关联起来。t^* 时刻位于 r 处的粒子将在 $t = L/V(rt^*)$ 时刻到达探测器，并引起如下的电流

$$I(t) = 4\pi e r^2 N_e(r,t^*) V^2(r,t^*)/LV'. \tag{1}$$

式中 $V' = dV(r,t^*)/dr$，并且电子或离子流对整个立体角积分。在稳态膨胀情况下，速度正比于半径，所以 $I(t) \sim N_e(r,t^*) r^4$。如果假定 $N_e(r,t^*) \sim \exp(-r/r_0)$ 则电流将只是在相应于 $r = 4r_0$ 的速度处有一极大值。然而，如果密度分布中有峰值，甚至如果斜率有陡的变化，都可以引起离子流出现另外的峰值。

利用我们的一维流体力学计算机程序 (SUPER)[4] 进行球形靶的模拟，看到了这种第二峰值（壳被烧穿的情况除外，在这种情况中，引起的压缩是可忽略的）。作为例子，我们在图 1 中综合了下述模拟计算的结果：球形玻璃壳直径 90 微米，壁厚 1 微米，内充 10 个大气压的氘气。激光脉冲长度为 200 微微秒，形状为平顶方形，总吸收能量为 25 焦耳。为了在一张图中简便地表示出完整的靶的演变过程，我们将结果表示为拉格郎日半径的函数，即水平坐标不是通常的比例于与球心的距离。三条曲线对应于三个不同的时间，但是，同一条垂线上的所有点都对应于相同的物质点。速度曲线画的是燃料的动力学压缩阶段刚好完成的时刻（$t = 250$ 微微秒）。这时强冲击波已从中心反射，所充气体向外膨胀，但玻璃壳靠内部分仍在向心会聚（负速度），从而产生一个高密度的薄层，在以后的膨胀过程中，这个薄层继续保持它的相对形状。在晚得多的时刻，如 $t = 2.25$ 毫微秒，在密度分布

中仍然清楚地看出它来。图 1 还画出每个物质点在到达远离靶的探测器时，对离子电流的贡献的计算值。如果在图 1 的左边列出到达时间，则这条曲线即可与荷电粒子探测器的信号联系起来。精确的到达时间为探测器的距离除以对应的物质层的渐近速度。我们看到，第一个脉冲（主脉冲）对应于烧蚀物质，而第二个脉冲对应于被压缩物质，包括玻璃中被压缩区域及它们所包围的气体。因此，压缩靶的动力学过程产生的密度分布中有两个显著不一样的斜率，这种结构一直保持着并在后来导致离子电流曲线的双峰形状。

在上述计算中，吸收能量调节到给定值，一部份输入能量通过逆轫致辐射被吸收，余下的全沉积在临界层。热传导假定是经典的，并且未作任何人为调整。局部电荷通过解电离方程来决定，方程描述了各种靶成份的离化和复合过程[5]。主离子流脉冲到达收集器时，几乎是全电离的，而晚期的脉冲是低荷电状态的，与直接测量相符。

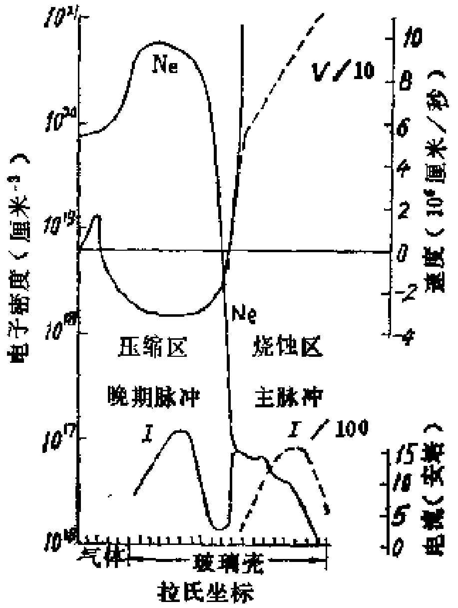


图 1　关于玻璃壳的计算机模拟结果

吸收能量为 25 焦耳。V 是 $t=250$ 微微秒时刻的流体力学速度，N_e 是 $t=2.2$ 毫微秒时刻的电子密度，I 是由一个远处的探测器测得的全部立体角内的电流。拉氏坐标与距中心的距离不成比例。

考察一下计算得到的靶的行为，发现聚心动能转化成燃料的热能和到靶心后向外膨胀的动能，只有一小部份损耗在辐射或加速较外层上。所以，由晚期的离子脉冲测得的能量实质上等于可用于压缩的流体力学能量。

对于各种不同的吸收能量计算了条件类似于图 1 的球形靶的压缩，结果综合在图 2 中。由图 2a）看出，晚期脉冲的相对强度（时间积分）随吸收能量的增加而降低，但相应的速度和能量有一个显著的极大值。流体力学效率单调地随吸收能量的增加而降低，但是流体力学能量本身（吸收能量与效率的乘积）则在玻璃壳烧蚀了$\frac{1}{8}$时，达到 0.4 焦耳的极大值。

烧蚀少，产生的压强小；但烧蚀多时，剩下作为护持层的物质就相对地少了。图 3a）中画的是计算得到的全部立体角内的离子流随时间变化的曲线。探测器距靶 25 厘米，吸收能量为 10 焦耳。图中晚期的离子流峰，既包括了离化的物质，也包括了中性的物质。为了决定流体力学能量，这两种成份都要探测。这里，离子流对应于电荷通量，中性原子人为地假设带单位电荷。

还用条件类似于图 2 中的靶和激光参量做了实验。关于我们的四束激光系统及诊断方法的详细介绍，可在参考文献［2］中找到。正如预期的那样，大多数实验确实产生了晚期离子脉冲。此外，在许多情况中，主脉冲的前沿是可明显区分的所谓快离子成份。当吸收能量在 5—10 焦耳范围内时，晚期脉冲的速度变化在$(0.6—1)\times10^7$厘米/秒的范围内，与图 2b）符合得很好。图 3b）是吸收能量约为 10 焦耳的一次实验的离子流测量曲线。如果测量时用较小的增益，就能看出主脉冲的峰值在 $t=0.3$ 微秒处。电荷收集器置于距靶 25 厘

米处，其输出已对整个立体角归一化（假定完全各向同性）。如考虑到吸收能量有 20%的测量误差，图 3a）和 3b）中晚期脉冲出现的时间是符合得相当满意的。如果吸收能量实际上是 14 焦耳，由图 3a)的数值结果可精确预言晚期脉冲速度〔图 3b)〕，并且总电荷将过高估计约 2 倍。高估的原因是目前的实验装置中不能探测中性原子。晚期脉冲峰之所以离化状态较低是因为压缩的玻璃决不可能变得很热，并且在膨胀期间，复合过程强烈，反之，靠外的热层则在它们有机会复合之前已迅速膨胀。

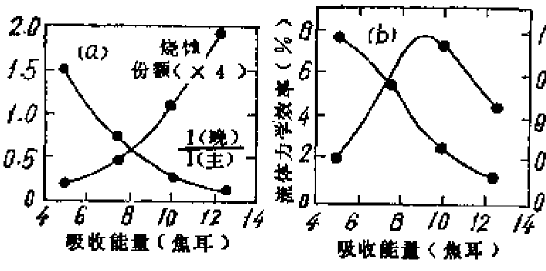


图 2　不同吸收能量下计算机模拟结果

(a) 已烧玻璃壳的份额和晚期脉冲总电荷与主脉冲总电荷之比。(b) 晚期离子脉冲的速度及它的相对能量（即流体力学效率）。

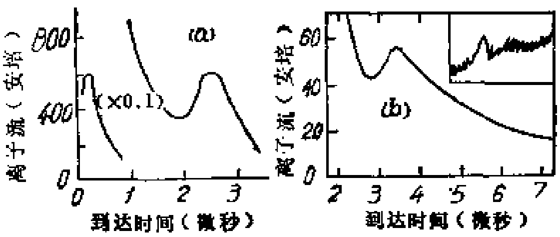


图 3　计算

(a) 与实验 (b) 的晚期离子脉冲的比较。靶为玻璃微球，激光吸收能量为 10 焦耳。流是对全部立体角的，在两种情况中离子流探测器与靶的距离都为 25 厘米。插图：恒电压单探头质谱仪的扫描径迹，O^{+2}和O^{+1}峰的到达时间分别对应于晚期脉冲的上升和下降部份。

我们曾试图用一个恒电压单探头的静电质谱仪测量晚期离子脉冲的电荷。在此装置中，在一定的时间检测到单一的荷-质比的离子。图 3b) 中的插图是一个典型结果，表明 O^{+2}离子大致出现在晚期脉冲峰值处，O^{+1}离子则出现在稍晚的时候。为了精确决定晚期脉冲的荷电成份，必须进行一系列冗长的实验，实验要比较许多次，各次用的质谱仪的恒定电场不同，但晚期脉冲的速度要相同。我们打算用多探头的变电压质谱仪测量离子电荷和能谱[8]。晚期脉冲里的中性原子的能量足以允许次级发射测量，所以，全部粒子流、而不只是它的离化成分，均能被探测到。

应该注意到，本文报告的实验条件和结果与其他文章中介绍的高增益的最佳化的计算结果大不相同[1],[7],[8]。这些高增益的结果取决于高压缩度的获得，办法是用特殊设计的激光脉冲维持整个流体力学过程接近绝热状态。在这种情况下，近 90%的质量被烧蚀，流体力学效率达到 5%至 10%，我们在这里使用的是我们现有的激光器产生的无调制的脉冲，它引起的壳质量的烧蚀低于 20%，相应的流体力学效率也就低。对于这种给定的条件，可以观察到，对于某个吸收能量值，压缩能量出现极大值（图 2）。

总起来讲，我们已经首次建立一种能够测量激光聚爆靶的流体力学效率的简单诊断方法。为了计算晚期脉冲，程序中只需要基本的流体力学方程。但是，速度、荷电状态、脉冲强度均依赖于用以确定等离子体离化态的精确的物理系数。比较测量和计算的晚期脉冲，可以检验这些系数。当吸收能量为 10 焦耳时，根据图 2a)，流体力学能量为 0.3 焦耳。如果我们假设测量流是各向同性的，并且与晚期脉冲相联系的质量是初始靶质量与和主脉冲相联系的质量之差，则在两倍精度以内，由实验得到相同的结果。这么多的能量将使所充的 10 个大气压的氘气的温度上升到 3 千电子伏。但是，根据带吸收片的针孔相机的

照片推测出蕊部温度只有1千电子伏左右[9]。因此，只有一部份流体力学能量加热所充气体，其余的转化为压缩气体和压缩壳的内能。

参 考 文 献

[1] K. A. Brueckner and S. Jorna. Rev. Mod. Phys., 46, 325 (1974).
[2] M. Lubin et al., Plasma Fusion and Controlled Nuclear Fusion Research (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1975) Vol Ⅱ, p. 459; J. Soures, L, M. Goldman and M. Lubin, Nucl. Fusion, 13 829 (1973).
[3] B. H. Ripin et al., Phys. Rev. Lett., 34 1313 (1975); G. Charatis et al., Plasma Fusion and Controlled Nuclear Fusion Kesearch (International Atomic Energy Agency Vienna 1975) Vol Ⅱ, p. 250; J. T. Larsen Lawreace Livermore Laboratory Report No. UCRL—77040, 1975 (unpublished).
[4] E. B. Goldman, Plasma Phys., 15, 289 (1973) and University of Rochester Laboratory for Laser Energetics Report No. 16, 1974 (unpublished).
[5] B. Yaakobi, Unpublished.
[6] I. Pelab. M. Oron and H. Zmora university of Rochester Laboratory for Laser Ehergetics Report, No. 34, 1976 (unpublished).
[7] J. Nuckolls. L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman Nature (London), 239. 139 (1972).
[8] J. S. Clarke, H. N. Fisher and R. J. Mason, Phys. Rev. Lett., 30, 89 (1973).
[9] B. Yaakobi et al. ,to be Published.

[李明寿译自《Phys. Rev. Lett.》, 37, 829 (1976), 李泽清校]

激光引发核聚变方案中的X射线诊断

戈德温（R.P.Godwin）

高温高密度等离子体是成功地进行激光引发核聚变的必要条件。在这个令人鼓舞的领域中，X射线诊断成为有效的工具。测量激光靶所发射的X射线轫致连续辐射，可以使我们对复杂的激光-等离子体相互作用物理和随后的电子能量输运有深入的了解。在目前的压缩实验中，X射线技术对于微球靶的选择和检验是重要的。X射线成象实验和高度剥离原子的衍射谱，可以提供有关激光靶的对称性、密度和温度等方面数据。为了得到被压缩靶确定的诊断信息，要求有很高的时间和空间的分辨率。同时，令人感兴趣的是激光产生的等离子体有可能成为强X射线源和实现X激光的一种手段。当然，这些课题已超出这篇评述的范围。

引　　言

希望从激光引发核聚变获得能源的大规模研究计划已在过去几年开始进行，主要是美国、苏联、日本和法国。英国和西德则进行较小规模然而有特色的计划。美国的主要研究工作是在能源研究和发展总署的洛斯·阿拉莫斯和劳伦斯·利弗莫尔实验室、KMS聚变公司、海军研究实验室和罗切斯特大学中进行的。

激光具有独特的性质，它能够在微微秒时间内将能量集中到$\sim 10^{-6}$毫米^{3}的体积内，这一点是进行乐观努力的基础。

如果在激光靶中可以达到类似于太阳中心的条件，就可能从中获得经济的聚变能。对于包含有氢同位素氘氚的靶所要求的天体条件可扼要地归纳为：

$$\rho R \sim 1\ \text{克/厘米}^2,$$
$$K_B T \sim 10\ \text{千电子伏}(T \sim 10^8\ {}^\circ\text{K}). \qquad (1)$$

其中ρ，R和T分别表示靶的密度、半径和温度（见附录A）。如果可以产生一个“消融火箭”来聚爆靶的一部分（约5%）到超高密度[1-3]，就可以用现实的短脉冲激光达到上述的条件。

激光引发核聚变的基础和技术问题可分成几个主要的部分：

激光器；

等离子体物理学；

流体力学。

这篇评述将涉及X射线诊断如何为激光核聚变中等离子体物理和流体力学问题提供数据。

甚至在没有压缩到高密度的情况下，激光产生的等离子体也具有非常高的密度和温度，特别是这些量具有很陡的梯度。为了强调它的特殊性，图1给出许多种等离子体的电子密度和温度。激光产生等离子体的电子温度位于这样一个区域，它的辐射主要是在软X射线区。辐射是十分丰富的。这些等离子体与实验室天体物理学(作为高离化原子样品)；X射线激光的泵浦[4]和强的脉冲X射线源有关。这些课题将不在这里论述，但是我们将顺便地说及激光等离子体X射线的一些特性。X射线的脉冲宽度如此之短以至于一般的时间分辨手段是不适用的，不可能得到脉冲高度的分析和通过扫描色散元件的角度得到谱线信息。由于等离子体源是微小的，并且隔绝于真空之中，因此诊断可以位于极接近于它的地方以提供高的收聚效率。由于入射激光束可以被利用提供一个与起伏无关的光学时标讯号，具有线性测量精度的瞬间测量是可能的。有关高温等离子体[5]和适用于激光等离子体诊断技术的评述在以前"X射线分析"进展会议中已有介绍。

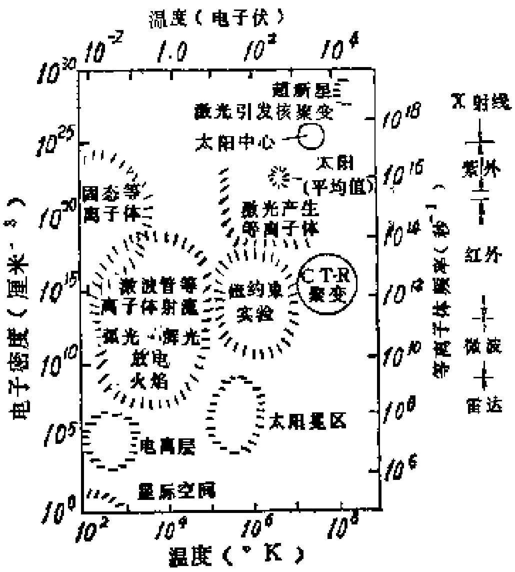


图1　自然和人造等离子体中的电子密度、等离子体频率和温度

等离子体物理学

虽然详细讨论等离子体物理学并不是我们的目的，但是我们想要指出有关激光核聚变的激光——等离子体相互作用物理学的中心问题[7-9]。至今甚至连激光等离子体的反射还没有了解清楚！强激光作用于固体上将瞬时产生稠密等离子体，仅仅在电子密度低于"临界密度"的等离子体中光才可以作为电磁波而传播。临界密度

$$N_c(\text{电子/厘米}^3) \cong 1.1\times 10^{21}\lambda^{-2}. \qquad (2)$$

这里λ是光在真空中的波长(附录B)。由于离化固体的电子密度约为10^{23}/厘米^3，激光能量必须沉积在低于固体密度约为$10^{-2}\lambda^2$(微米)的等离子体"羽"中，图2说明激光核聚变中重要的等离子体物理问题，我们想在等于或者大于固体密度的区域产生烧蚀引起的会聚激波。对于钕玻璃(1.06微米)和CO_2激光(10.6微米)，将最初于临界密度或者低于临界密度处沉积在电子上的能量输运到固体中去，要通过的密度变化分别为10^2和10^4。这两种激光器是目前仅有的用于聚变研究的高功率激光器。

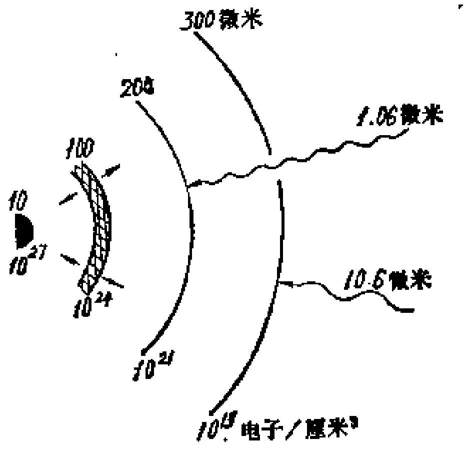


图2　说明激光核聚变等离子体和流体力学问题的假设的定标长度和密度

韧 致 辐 射

在能量吸收和输运区中电子的X射线的特征是等离子体物理的一个重要线索。原则上，从全离化低 Z 等离子体的韧致辐射积分谱线强度测量可以使我们得到平均电子速度分布（“温度”）和发射区的密度[10-12]。也可以推断一些有关输运过程的讯息。

已经采用了一些技术来测量从激光等离子体产生的X射线连续谱。最简单的方法是利用许多金属箔的相对透过来得到“温度”值，但得不到任何绝对强度的讯息[13]，这个简单技术首先表明激光等离子体中存在过热（即非麦克斯韦分布）的“热”电子。不管它的可靠性如何，它连续成为一个标准技术。对比较高的X射线能量灵敏的滤波片对，一组典型的测量给出较高的“温度”，表明电子分布是非麦克斯韦的。通过仔细地测量检测器的响应函数和绝对定标，并使用 K 边滤光片，这个方法可以扩充到定量测量从几百电子伏到100千电子伏（相当于高原子序数物质的 K 吸收边范围)的连续谱。许多作者曾经讨论过用不同种类的检测系统（固体二级管、热荧光晶体和闪烁体——光电倍增管组合）来测量韧致辐射，这些例子，可参考文献[6,15—18]。

应提醒注意，从激光靶中会发射电子[19,20]。如果实验中不是非常小心，会直接测量到这些电子或者它所产生的X射线[21,22]，从而使测量失真。在高功率激光——等离子体实验中会产生能量为兆电子伏量级的一些电子及其相应的X射线。在目前打靶实验中，要测量小量的中子（总数约 10^6，检测数 $\lesssim 10^2$）或别的核反应产物，必须将这些X射线屏蔽掉。但这种X射线脉冲可在飞行时间测量中[23]用作精确的时间标记。高能（>88千电子伏，铅的K边）X射线强度似乎同激光等离子体目前的中子产额有关。这相互关系的存在可能是由于高能X射线表示了激光能量的高度吸收。它还可能表明非热过程（通过它产生高能离子[24,25]）是中子产生的原因。100千电子伏离子产生中子的截面比1千电子伏的截面大6个数量级[26]！

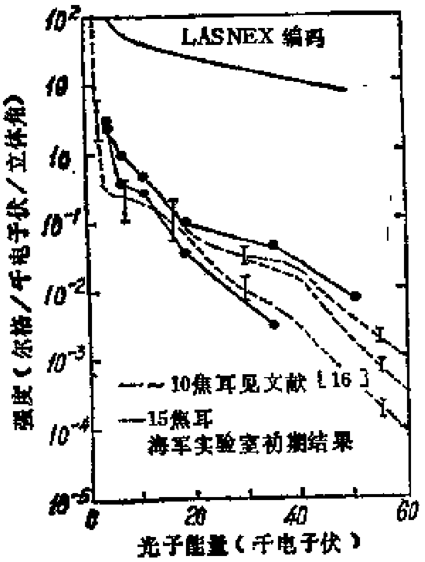


图3　用高功率玻璃激光器辐照聚乙烯靶的韧致辐射发射谱

参考文献[16，17]同时给出了早期试图在理论上符合的曲线。

Kephart 等[16]最早进行了在宽的能量范围内能给出X射线谱绝对强度定标的测量，由于这个实验说明了X射线测量如何可以对重要的等离子物理提供深入的理解，我们将进行详细的讨论。实验用钕玻璃激光打到平面聚乙烯（CH_2）靶上，其功率密度约为 5×10^{15} 瓦/厘米^2。使用多平晶布拉格光谱仪，它在从4到大于50千电子伏的不连续能量范围内通道分辨率 $\Delta E/E$ 约为10%。实验结果如图3所示。初期的理论结果表明X射线的辐射比观察值约大100倍（图3中标有LASNEX的曲线），这个明显的偏差必须要解决。海军实验室重复了洛斯·阿拉莫斯的实验，在强激光与等离子体相互作用物理学[27]这

个年青的领域中提供了第一个可控的实验对照。利用K边滤光检测技术在高能与低能区都扩展了洛斯·阿拉莫斯的实验范围。图3中虚线表明海军实验室初期的结果与较早的实验很好的符合。(为了和曲线相适合，激光能量值确有些不同，这是由于洛斯·阿拉莫斯实验的焦斑较大的结果)，其它实验室的类似实验与海军实验室和洛斯·阿拉莫斯实验室的结果定性符合[17,28]。

能 量 输 运

早期计算值与测量值不符合，可能起源于从临界密度区到高密区能量输运的模型。对于温度为T_e的麦克斯韦电子分布和全离化等离子体($N_e=ZN_i$)，单位体积内总的自由-自由轫致辐射功率为[11]

$$I_T(\text{瓦/厘米}^3)=5\times10^{-31}N_e^2Z(K_BT_e)^{1/2}. \qquad (3)$$

其中K_BT_e以千电子伏为单位。如果向高于临界密度区域的电子热导所携带的能流受到严重的限制，公式(3)中有效的N_e^2将要减小，同时使T_e升高。对于玻璃激光器，固态物质的电子密度与临界密度相比约为50，如果电子输运受到抑制，将导致轫致辐射强度明显地减小。

现在看来，热流比“经典”值小是无疑的[27,29]（附录C），而限制的机构是有争论的，但是它很可能与造成激光等离子体高得出奇的光吸收的机制有紧密的关系（附录D），磁场[27]和波的湍流也是可能的解释。

非 热 电 子

从X射线谱不能推断出单一的电子速度谱，实验提出多分量电子谱的可能性。低于5千电子伏的X射线谱与温度小于或近似于0.5千电子伏的麦克斯韦分布一致。光子范围从5到50千电子伏的谱产生一个“温度”约为10千电子伏的分布，显然这并非一个均匀的平衡温度，它可能表示接近临界密度处“热”电子的麦克斯韦分布。激光等离子体还发射能量高达1兆电子伏的X射线，但是高于100千电子伏尚没有可靠的谱线资料。我们认为这些X射线的起源是非热的，可能和共振吸收[8]有关。直接测量发射电子给出的“温度”约为100千电子伏。

偏振[30]和各向异性[31]测量是非热辐射的重要表征（见附录E），在能量小于10千电子伏范围内已进行了这种测量，但没有结论性的结果[32,21]。对更高光子能量的测量似乎更可能提供非热电子的有力证明。文献[18]报道了当单路激光束打到平面CH_2靶上，与光束方向成45°夹角的X射线辐射远大于135°夹角上的辐射。对这种类似实验的恰当分析将进行研究。

压 缩 实 验

一些实验室互相独立研制的激光靶是采用薄壳微球作为气体燃料的容器，最常用的材

料是玻璃。对于大的半径壁厚比的壳层（推进器）可以进行对称地压缩。如果能做到这点，则对激光脉冲功率的要求可以放宽。另一方面，稠密的薄壳对着气体加速很可能会不稳定。它们会打破成大小相当于壳层厚度量级的碎块。这个条件类似于首先由瑞利所分析的流体被比它密度低的流体所支持时，在重力作用下而出现的经典不稳定性条件，获得这种不稳定性的非线性增长率解的数值模拟是受到限制的，其正确性也是可疑的。然而，他们指出，如果要对半径壁厚比大于 5 的靶核获得高度的压缩必须要求靶及能量沉积都是很对称的。目前实验使用的半径壁厚比为 60。

靶的选择和检验

对于现有的激光器，可以认为最佳的靶是半径为 25 微米壁厚 1 微米的玻璃充气球。洛斯·阿拉莫斯对市上买来的微球分批和逐个挑选[34]约一百万个中有一个可用。靶球的半径和壁厚的均匀性分别约为百分之一和百分之二十。

经过改进后的批量生产，可用充气球的比例能提高到 1%，作为最初人工选择的手段是 X 射线照相，每一个待选择的靶从几个角度进行照相，相片的分辨率为 0.2 微米。图中左、右分别为被舍弃的和可用球的照片。充气球的直径约为 50 微米。

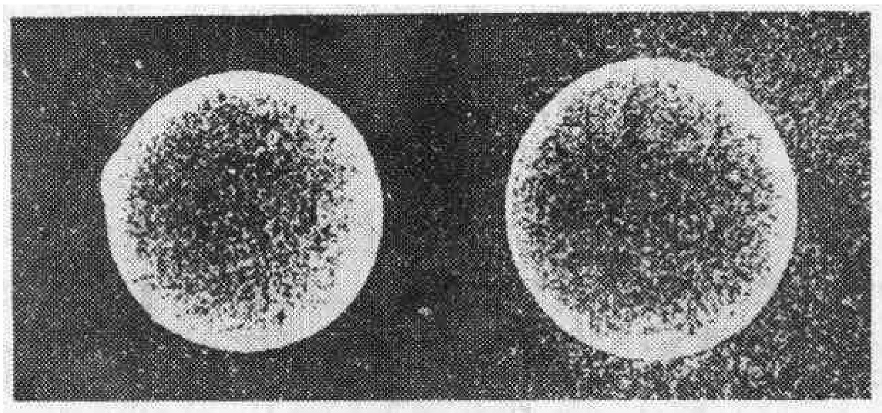


图 4　待选择的微球靶的 X 射线照片

充气球的直径约为 50 微米，分辨率 0.2 微米。图中左为被舍弃的，右为可用的。

微球是作为一个压力容器，里面充有大于 100 大气压的氘氚混合气体。在压力室中升高温度使气体扩散到球中。在室温下，有一种类型的玻璃微球的气体保持时间(即半寿命)可以大于 1 年。

这些靶中所包含的热核燃料约为 1 毫微克，或者按照我们的靶生产小组的说法是“约为 5 个微指纹”。对这种微小质量的定量分析技术之一是采用“世界上最小的 X 射线管”，它使薄窗口得到脉冲高度谱，后者正比于由氚衰变的 β 粒子与微球壁相互作用[35]产生的辐射剂量。图5A 表示充有 0.8 毫微克氚的玻璃微球的轫致辐射谱，图5B 是包含 83 毫微克氚的合金微球发出的谱，后者可以区分锰和镍的 K_α 峰。这种谱是用约 15 分钟时间得到的。

经过适当的分析，这个光谱学方法提供了燃料检验和气体保持时间数据的方便手段，图 6 是一个特殊形式微球的剂量速率作为时间的函数，气体保持的半寿命约为 1 年。

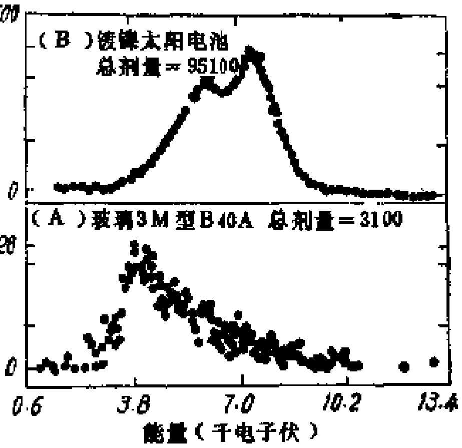


图 5 多道分析谱

(A) 玻璃微球，(B) 金属微球。

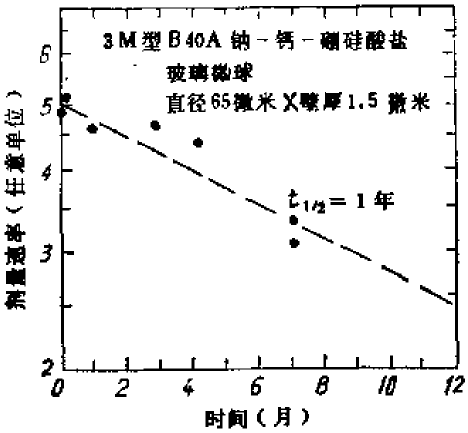


图 6 玻璃微球的氚气半衰期

靶 的 成 像

X 射线成像是研究激光实验中所达到的压缩的直接手段。从被辐照的微球发射的1—3 千电子伏的辐射来得到图像。图 7 表明为什么这个区域是有用的，它给出了由半径25 微米、壁厚 1 微米的常态密度玻璃壳发射的假设的时间积分辐射。我们已经假定壳的温度约为 500 电子伏，辐射持续 100 微微秒。能量辐射的绝对（不是真实的）上限由普朗克辐射定律给出；它仅仅是表面积与温度的函数。普朗克曲线 P_{BB} 的积分能量为 49 焦耳。对辐射的更符合实际的估计是曲线 P_{ff}，它是壳层的自由-自由韧致辐射（为简单起见我们假定壳层是密度为玻璃的全离化硅）。总的韧致辐射能量为 2.3 焦耳。我们给出了类氢和类氦 1s—2p 跃迁的位置（但未给出强度），在温度约为 500 电子伏时这些线是强的，图 7 表明大于 1 千电子伏有显著的辐射（这里底片暗盒的普通滤光片开始透过）。

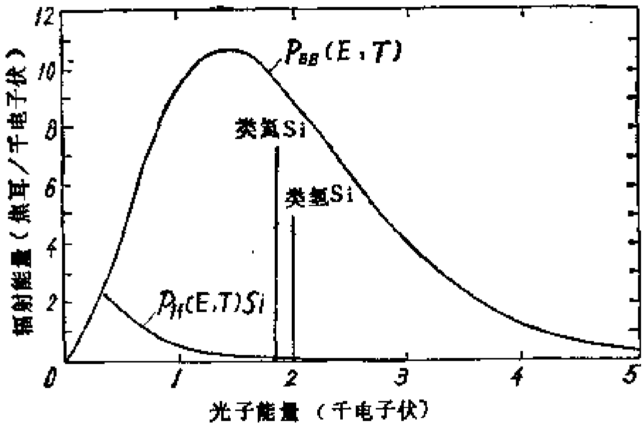


图 7 半径为 25 微米、壁厚为 1 微米的常态密度玻璃壳层发射的假设的时间积分谱

$K_BT=500$ 电子伏，在 0.1 毫微秒内辐射，$P_{ff}(T)=2.3$ 焦耳，$P_{BB}(T)=49$焦耳。

图 8（即表1）给出 X 射线成像技术的概要及其被采用的这些技术的特性。由于我们感兴趣的是直径约为 50 微米的靶，费涅尔波带板可以排除在目前采用的技术之外[30]。采用

它们所得到的X射线分辨率最好约为毫米量级。其它四个技术都显得有生命力，因为它们具有可以互相补充的性能。平行——孔径几何准直方法是有用的因为它的效率高并且简单[37]。

表1　X射线成像技术概况

			掠反射		
技术	准直	针孔	"双透镜"	"显微镜"	波带片
分辨率	<20微米 （已达到）	≲5微米 （已达到）	≲5微米 （已达到）	1微米 （设计值）	～2毫米 （已达到）
效率	高，与距离无关	很容易变化典型立体角～10^{-6}	为针孔的1/10左右	约为针孔的10^3倍	
放大率	1	很容易变化典型为10左右	～3	～10	
备注	调整很普通，由于掠反射会有色谱分辨	便宜； 容易调整； 接近靶； 消色差	调整困难，可以放在比较远	昂贵； 调整与制造困难，可以下涉	讨论很多， 但应用有限，制造困难，有色差
			消色差焦点，对颜色灵敏，当角度≥2°，能量≥2千电子伏被舍弃		

针孔照相机

至目前为止，大部分微球靶的X射线像是用针孔照相机获得的。几个世纪以来，"obsura照相机"已成为普通的光学仪器。尽管如此，由于它使用方便和某些特性（例如分辨率、效率）等容易变化使它并不过时。

甚至对于X射线的波长，衍射终究还是限制了针孔照相机的分辨率。当放大倍数大时得到的最佳分辨率Δ为（附录F）：

$$\Delta \simeq 2\sqrt{\lambda P}. \qquad (4)$$

其中λ是成像辐射的波长，P是物距。

要得到高的分辨率物距必须小。在洛斯·阿拉莫斯我们通常使用的源距小于1厘米以得到约为5微米的分辨率（一个大的物距会严重降低针孔的作用，这甚至会误解为针孔成像的限制[8]）。图9是由激光产生等离子体的X射线背向照射金属栅的像。栅与栅之间中心距离和导线宽度分别为33和11微米，分辨率显然小于11微米。

多针孔成像是有用的，通过采用各种直径的针孔或者不同滤光片可以扩展曝光的动态范围，得到总体的谱的信息。多针孔的不太明显的好处是可以测量他们提供的放大率。精确测量针孔之间的距离允许我们直接从针孔照片用几何方法计算放大率（从而可以计算源的大小），省略了针孔到源之间距离的精确测量。

掠反射

重金属对能量

$$E\text{（千电子伏）} \lesssim 4/\theta^{\circ} \qquad (5)$$

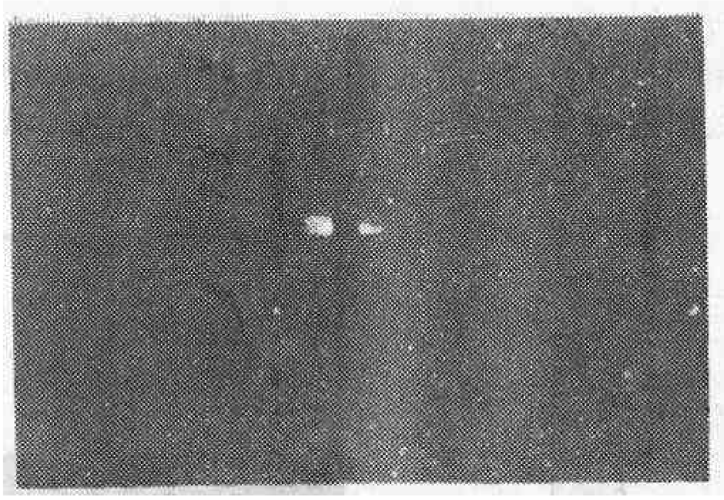


图 9 被激光等离子体所产生的 X 射线背向照射金属栅的针孔像

栅与栅之间的中心距离和线宽度分别为 33 和 11 微米。

的 X 射线将发生全外反射，这里 θ 是入射的掠射角，以度为单位。它允许采用低掠角入射来建造光学系统。分析表明，一对具有相同掠射角的元件具有最佳的性能。

为进行激光等离子体显微照相，西沃德（Seward）采用由轴线互相正交的凹柱镜面组成的简单的“双透镜”系统的效率比较低，但离开源点 20 厘米时，分辨率可达到 5 微米。在劳洛伦斯·利弗莫尔实验室，由四个这种双合透镜组成的多次成像照相机即将投入运转用作靶的成像。

掠反射光学作为高分辨成像的最成熟的应用是发展了 X 射线望远镜。美国科学和工程用的天文望远镜对太阳成像的角分辨率为2弧秒[34]，这一分辨率类似于 50 微米激光靶的空间分辨率，它 $\lesssim 0.1$ 微米。X 射线望远镜由一对同轴抛物面——双曲面组成，将系统倒置，以椭球替换抛物面（因为抛物面是会聚无穷远的光线，而椭球是会聚“内部”光源的光线）就成了显微镜。我们相信，随着 X 射线望远镜的发展，具有图 8 所列性能的显微镜将得到发展[40]。高的分辨率是重要的，但是高的收集效率终究是更为重要，它可以提供足够的射线强度用来进行空间和时间分辨的成像。

成像

图 10 给出从稳态光学薄壳层得到的 X 射线像的理论上的赤道光密度径迹。(附录 G)；r_1 和 r_2 分别为壳层的内外半径。也给出了分辨率为半径 1/5 时像的退化。对于直径为 50 微米、壁厚 2 微米的靶，它的尺度是合理的。壳层坍塌的时间积分使这种像变模糊。

图 11 给出 X 射线针孔成像及它们的赤道光密度径迹。针孔前的滤光片只能通过能量 $\geqslant 1$ 千电子伏的光子，分辨率约为 6 微米。图 12 是采用西沃德（Seward）的双透镜在接近 2 千电子伏时 X 射线的照片。它们是我们实验室[41]及其它实验室[42,43]用短脉冲钕玻璃激光辐照微球靶的典型结果。图 11 右边的图表示合理的对称加热并有少量压缩的迹象。它与图 10 给出的稳态发光壳层所期望的类似。这种形式的像似乎是充有高压气体（约 100 大气压）靶的特征。左边的像具有中心聚爆峰，很显然是壳层的物质坍塌到中心。这种像常常在薄壳靶和充气气压低时出现。似乎有这种倾向，这种像结构比其它类型的像具有更多的中子产额。原则上讲，薄壳靶或者充气气压低的靶比厚壳高压靶压缩时要求的能

量低，但薄壳，低气压靶更容易产生不稳定性，不稳定性会使壳层在坍塌过程中破碎。甚至在高的空间分辨率下，时间积分的针孔照片不能有效地区别所需要的均匀的壳层坍塌或者是不希望的壳层破碎及其壳层碎块的坍塌。小量的中子和针孔照片的型式之间的关连很弱。在一些情况下，在具有明显不对称针孔照片的情况下中子产额很多，和具有“好”的中心聚爆时的情况一样。

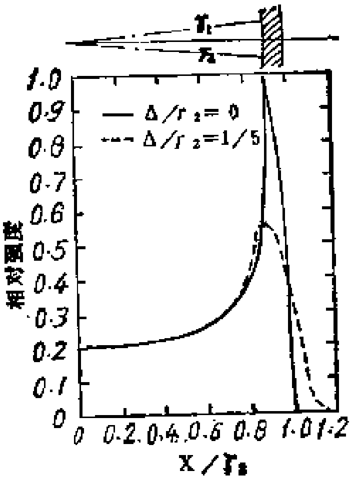


图 10 被辐照球壳的 X 射线成像的理论上的光密度计轨迹，同时给出了当分辨率为壳半径 1/5 时像的退化

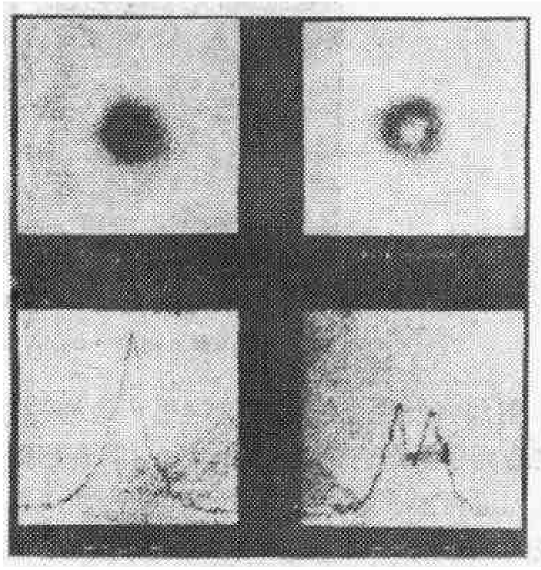


图 11 用两束玻璃激光辐照而得到的玻璃微球聚爆时的X射线针孔照相

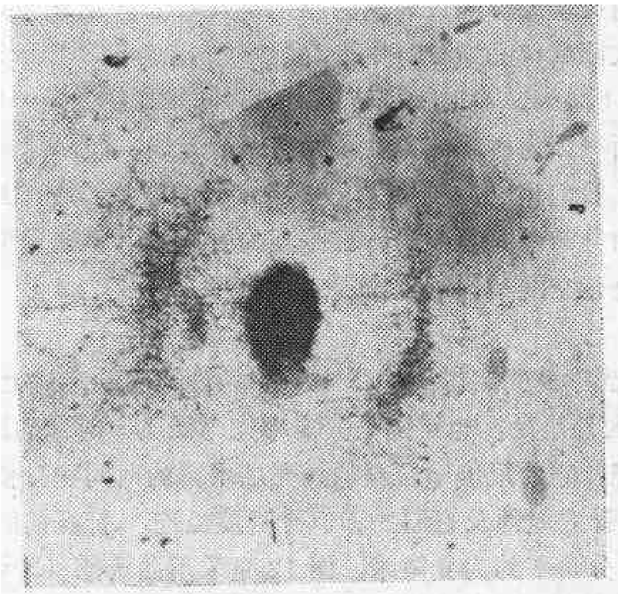


图 12 2 千电子伏 X 射线的“双透镜”显微照像（从左边和右边对微球进行辐照（根据 F. D. Seward 给出））

虽然激光靶的时间积分针孔照相是一个重要的诊断手段，然而我们不应期望单独从它得到太多的东西。我们的情况类似于一个研究运动会的人，给他一个分辨率为 5 米的单色照相机，去研究现场为几百米的 50 米冲刺。照相机没有快门而赛跑者自始至终是被照明的。用基于有限的竞赛知识的牵强附会的计算机程序来分析所得到的模糊的照片，其他人

应何等小心地看待他的关于比赛和谁是优胜者的结论？改进他的照相机的空间分辨率，价值是有限的，除非要有≤0.1 秒的时间分辨率。

高分辨率谱

X 射线的线辐射强烈依赖于等离子体密度和温度，这些参数对激光核聚变实验的流体力学压缩（和中子产额）同样是重要的。图 13 是温度为 300 电子伏、密度为 1 克/厘米^{3}的玻璃（SiO_2）理论辐射发射谱。由于分网格计算，使锐的谱线被严重地加宽并使其强度减小。显著的结构是由于高离化的硅和氧，为了和 X 射线像发生关系，必须详细了解在这个能量范围内靶所发出的谱，这就使得流体力学行为的计算机模拟比单单用它的像更有意义。

甚至在等离子体中，线状谱也是一个古老的领域和许多评述文章的主题[11,12,44-47]。就连已经被广泛研究的如太阳冕区那样的低密度等离子体[48,49]，高离化样品的谱也不是在“最终”态，而对于密度与高功率激光下临界密度可比较的情况下，只有十分少的可靠的数据。然而，在激光——靶相互作用的实验中，由于类氢和类氦原子十分简单，以综合实验数据和理论分析就可提供一些有关温度和密度的信息。

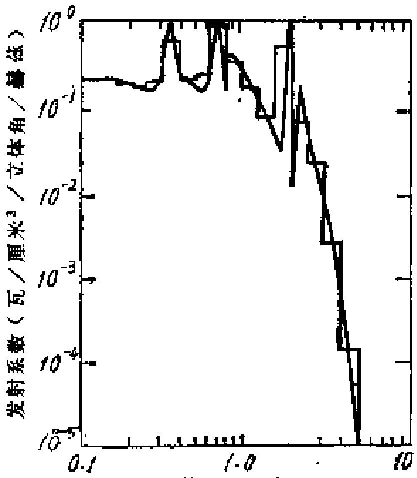


图 13

图中：光滑曲线是洛斯·阿拉莫斯实验室 T-4 小组计算的，$\rho=1$克/厘米^3，K_BT 电子伏的 SiO_2 发射谱。而长方形图是在计素微球靶的 X 射线成像中所采用的近似（根据 R.C. Malone 给出）

获得激光靶的高分辨率 X 射线谱出乎意料的容易[5,50,51]。理由之一是可以使靶与摄谱仪靠近。我们采用了一个带有平面衍射晶体的无狭缝的摄谱仪，它离开激光靶仅几个厘米（图 14），色散由衍射角的范围决定。用云母晶体可以得到硅的类氢，类氦发射线的光谱区。分辨本领 $\lambda/\Delta\lambda$ 约为 10^3，记录底片的色散约为 0.5 埃/毫米（见附录 H）。

图 15 和 16 是激光作用于玻璃微球靶上得到的一部分光谱的光密度计径迹。图 15 中最强的是类氦硅

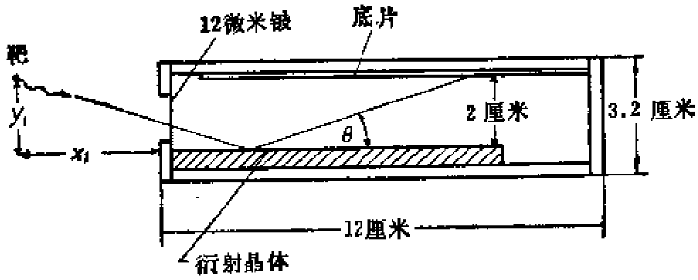


图14　用于近点源的无狭缝衍射光谱仪

的 $1s^2$-$1s2p$ 共振线。长波方向的伴线来源于类锂和类氦组态。图 16 是光谱的短波部分。最强的特征线是硅的类氢赖曼 α 线（或称 K_α 线），其它突出的特征线是来自硅类氢、类氦离子的不同上量子态的跃迁。谱线在背底上有更精细的结构，例如，在赖曼 α 线的长波之间有类氦的伴线。

已提出了许多近似模型来处理制约高离化等离子体辐射的复杂的速率方程[11]在局部热力学平衡中（LTE），碰撞过程在速率方程中是主要的，这个模型要求高密度。当辐射

衰变过程占优势时，“日冕近似”是适用的（这是对低密度太阳冕区提出的模型），图7给出了LTE模型和日冕模型有效的温度——密度近似范围，带有标志的线代表氧、硅、和铁的类氢离子基态，注意我们感兴趣的激光——等离子体相互作用区没有落在这两个模型的区域。

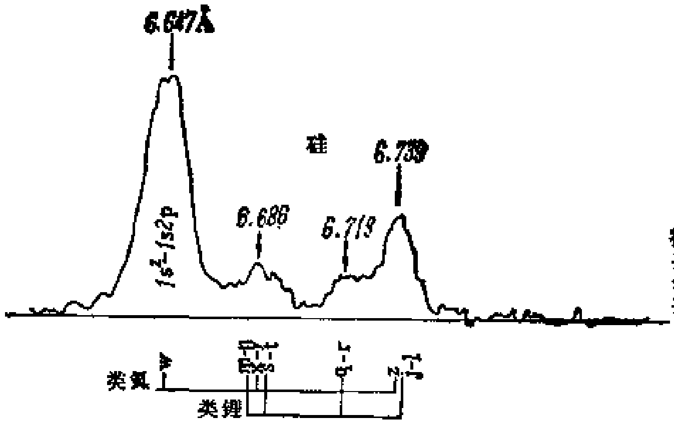


图 15　硅的类氦 1s²-1s2p 共振线及其伴线的光密度计径迹（标识根据文献[45]）



图 16　玻璃微球靶线谱的部分光密度计径迹（线的标识和波长根据 R.D.Cowan给出）

到目前为止对玻璃激球靶还没有时间和空间分辨的谱，这进一步使它们的解释复杂化。最近在图14装置中通过垂直于衍射晶体方向放置一个狭缝可以获得谱的空间分辨。时间分辨也将马上成为可能。

对谱资料进行的第一步分析是谱线的标识，图16给出的标识与波长是由 Cowan(52) 根据最初的原理的计算给出的。波长的长度约为0.01埃。

虽然从原则上讲，线谱和连续谱可以同时给出温度和密度，但温度比密度容易求得。在目前的微球实验中类氢和类氦共振线的比例和类氦共振线与介质伴线的比例[45] 可以给出有效的温度范围是从250—800电子伏。引证的温度显然很灵敏地受到不同实验室，不同资料而假设的理论模型的影响。我们认为，在目前实验中，玻璃球壳的有效温度约为300电子伏。

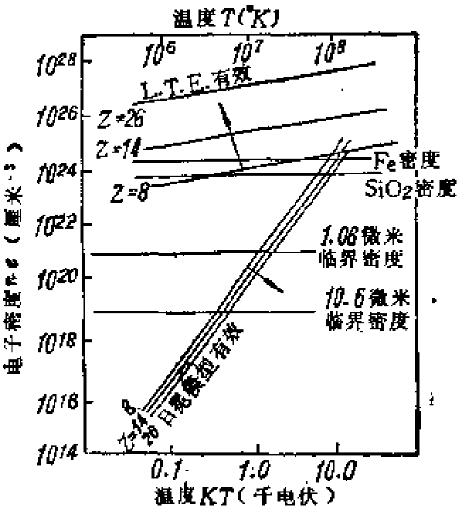


图 17　对于各种元素的类氢基态，LTE模型和日冕等离子体辐射模型在电子密度和温度空间适用的范围

由于线型和加宽对密度测量很重要，故要求采用比目前更高的谱线分辨率。根据作者所知，至今还没有任何谱线可以明显地表明它的发射区的密度高于玻璃激光的临界密度（10^{21}电子/厘米^3）。有一些方法可以用来改进测量的精度。例如采用掠入射光栅光谱仪可能有助于分辨率的提高（但带来实验上的困难），微球充气加入一些“示踪物”例如氖也是有用的，氖的类氢离子的赖曼α线位于1千电子伏附近。

理论和实验必须同时提高。图 18 是对X射线针孔照相底片密度的计算机预测。计算机模拟产生的 X 射线输出作为光子能量、位置和时间的函数。我们希望的是通过流体力学的预告能方便地对高分辨率谱和针孔成像进行比较。

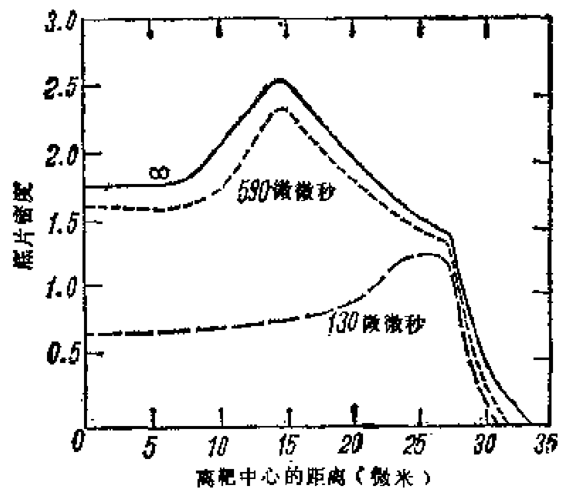


图 18　计算所得到的玻璃微球靶针孔成像密度作为时间的函数

时　间　分　辨

激光产生的微微秒脉冲已经推动了具有微微秒分辨率的光学条纹相机的发展和应用[55,56]，对于激光靶的诊断需要具有类似时间分辨率的超快 X 射线条纹相机。通过用对 X 射线灵敏的材料（例如金箔）来替换紧接聚焦和偏转区域的光阴极，就可将光学条纹管作 X 射线的检测。一些实验室已经得到分辨率优于 50 微微秒[57,58]的照相机。这些照相机最好的分辨率似乎几十微微秒。这个限制来自当电子通过管子时，光电子能量分布本身有时间色散。洛斯·阿拉莫斯的利伯（Lieber）及其同事们提出了克服这个问题的设计[59]。他们的短距离的聚焦管长度仅 3 厘米（一般管子长约 20 厘米）。这个缩短大大地减小了由于光子能量分布引起的时间色散，除此之外，这个管子也将减小由于将电子和微通道板准直而产生的电子横向速度所引起的色散。到目前为止，无论 X 射线条纹管，还是快讯号取样系统都尚未对激光靶的诊断作出重要的贡献。它们终究将是十分重要的。

结　论

这篇评述涉及到激光聚变X射线诊断的独特的性质，我们没有明显地强调这个快速发展的领域与更普通的软X射线技术的一般发展之间的紧密联系。亨克（Henke）[8]等人关于近几年来这个领域的进展报告，除了掠入射X光谱仪、大晶格间距人工晶体的发展和强的定标光源之外，对激光聚变物理本身涉及不多。特殊光源，例如具有良好特性的斯坦福（Stanford）储能环[61]的亚毫微秒 X 射线脉冲也应被采用。

我们的实验室对这个严重缺乏可靠资料的特殊领域进行研究是有意义的。用于0.5～3千电子伏能量范围的 X 射线底片的绝对灵敏度和信噪比对于 X 射线成像和线谱是很重要

的。主要考虑灵敏度而不是信噪比所给出的一些不充分的数据是有问题的。图 19 给出用同一个谱仪得到的激光等离子体谱，无屏 X 射线底片具有高的灵敏度但比市场上买到的一种简单的蓝光灵敏底片信噪比低得多。所以在高分辨工作中，市售底片更为适合。

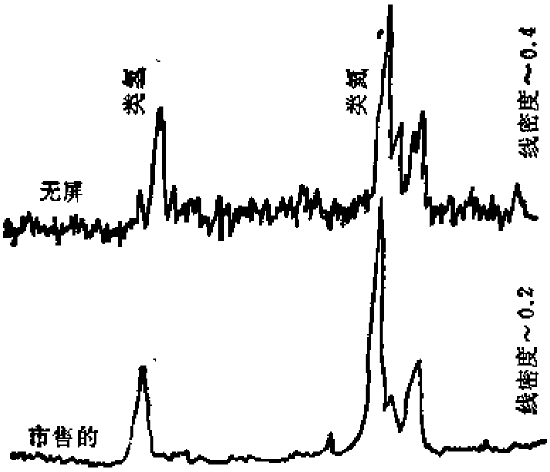


图19　用一次打靶所得谱线的光密度径迹
注意市售的底片具有较低的灵敏度，但信噪比较高。

近期从空间得到的太阳X射线谱测量是类似于激光核聚变所要求的实验技术的一个例子。这是因为它们感兴趣的光谱范围是一样的。太阳冕区的等离子体物理[48,49]惊人地类似于激光靶中能量的耦合和输运有重要地位的“冕区”物理。图20说明了太阳X射线成像的快速发展[39]，引人注目的X射线现象伴随着含有变化磁场的太阳扰动，且它们出现的空间和时间尺度至少小至最高的分辨量 10^3 公里和秒的量级。将这些尺度换算到激光靶，在空

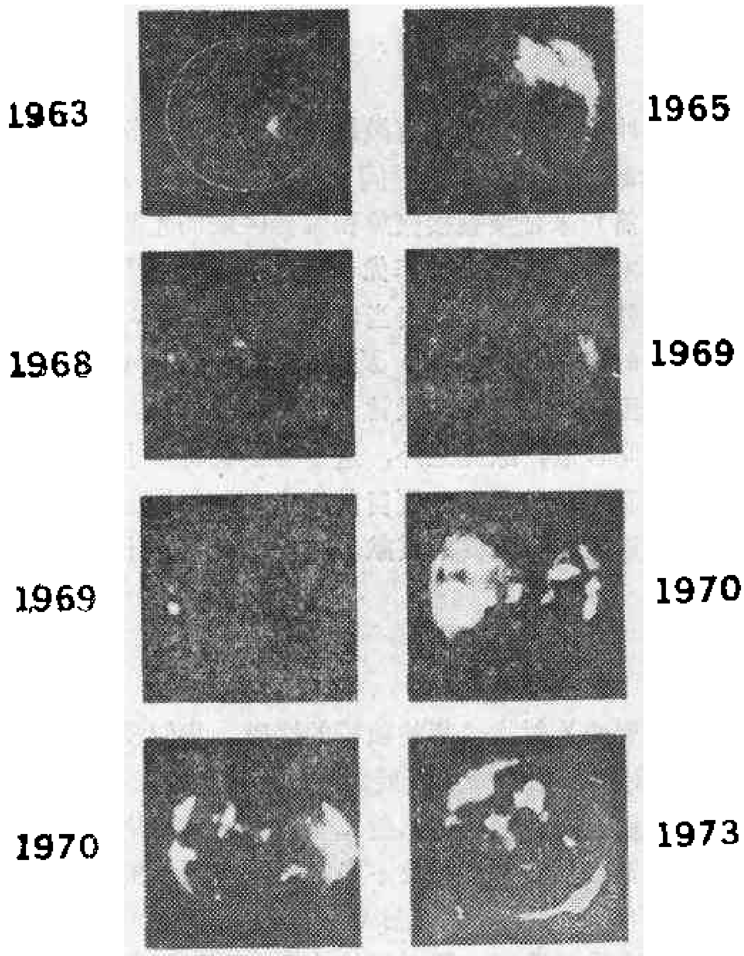


图20　采用掠入射望远镜拍摄的太阳X射线像的进展情况
早期的望远镜用环氧制成，最近的用石英。分辨率从弧分改进到弧秒。

间和时间分辨分别小于0.1微米和1微微秒时，将会继续发现新的现象。

附录A：劳逊条件

条件：
$$\left.\begin{aligned}&\rho R\sim 1\ 克/厘米^2,\\&K_BT\sim 10千电子伏,\end{aligned}\right\}\tag{A-1}$$

等价于从D-T燃烧经济地提取聚变能的劳逊判据[26]，这个判据的确定是使释放的聚变能超过加热燃料所消耗的能量，一般写为

$$\left.\begin{aligned}&Nt\sim 10^{14}\ 秒/厘米^3,\\&K_BT\sim 10\ 千电子伏。\end{aligned}\right\}\tag{A-2}$$

这里 N，t 分别为燃料粒子密度和约束时间，由于

$$\left.\begin{aligned}&N\sim 6\times 10^{22}\rho,\\&t\sim R/V\sim R/\sqrt{2K_BT/m}\sim R\times 10^{-8}S。\end{aligned}\right\}\tag{A-3}$$

合并（A-2）和（A-3）就得到（A-1）。对于条件（A-1）我们发现用作加热燃料的激光能量 $U=3NK_BTV$，这里 V 是靶体积。对于激光聚变，表(A-1)所列的条件是必须的。

表（A-1）

ρ （克/厘米^3）	R （厘米）	U （焦耳）	t （秒）
1	1	10^7	10^{-8}
10^3	10^{-3}	10^4	10^{-11}

对于常态密度燃料，要求十分高的激光能量，如果靶密度可压缩到常态的 10^3 倍，对激光器能量和聚焦的要求就可以低一些，而短脉冲高功率的要求会使激光工程十分困难。

附录B：折射率

自由电子气体[84]的折射率 n 由下式给出：

$$n^2=1-\frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2},\tag{B-1}$$

这里 N,e 和 m 分别为电子密度、电子电荷和质量；ω 为光频率。当 $n^2<0$,n 为虚数，波会消失；$n^2=0$ 等价于公式(2)。当 n^2 变得接近于0的等离子体区中，会出现一些异常效应。

附录C：能量输运的通量限制

从临界表面被电子携带的动能的最大流量为[85]

$$Q=\int\alpha n\frac{1}{2}mV^2\cdot VfdV\simeq\frac{\alpha}{2}N_cm\overline{V}^3.\tag{C}$$

对于经典输运 $\alpha\simeq1$。如果出现“反常”通量限制 α　1。将激光功率等于 Q，可得到从吸收区受到通量限制的能量输运。它可能远小于通常所熟知的梯度驱动的输运。要使反常通

量限制唯象地与一些实验符合，要求α远小于1[23]。

附录 D：推广的威德曼-弗朗兹 (Wiedemann-Franz) 定律

标量碰撞频率为ν的布尔兹曼方程给出电导率[65]

$$\sigma = N_e^2/(m\nu) \tag{D-1}$$

和麦克斯韦分布下的热导率[65]

$$K = \frac{5}{2}\frac{N}{m}\frac{K_B T}{\nu}. \tag{D-2}$$

公式(D-1) 和(D-2) 意味着

$$\frac{K}{\sigma T} = \frac{5}{2}\left(\frac{K_B}{e}\right)^2. \tag{D-3}$$

除了前面的因子依赖于假设的速度分布外，上式就是威德曼-弗朗兹定律[66]它与ν无关。因此，除非出现“矢量”碰撞频率，电导率的反常减小（以增强的或者“反常”光吸收推得）意味着热导率的同样的减小。

附录 E：定向电子辐射的相对论各向异性

相对论电子的轫致辐射功率的角度分布[10]是

$$P(\theta) \sim \dot{\beta}^2 \sin^2\theta / (1 - \beta\cos\theta)^5 \tag{E-1}$$

这里$\beta = V/C$，θ是相对论电子运动方向的发射角度。当$\beta = 0.5$(电子能量约为80千电子伏）峰值强度在$\theta = 38°$时出现，$\frac{P(45°)}{P(135°)} = 40$。对于$\beta \ll 1$，可得到

$$P(\theta) \approx \sin^2\theta(1 + 5\beta\cos\theta), \tag{E-2}$$

给出

$$P(45°)/P(135°) \approx 1 + 5\sqrt{2}\beta. \tag{E-3}$$

甚至当$\beta = 0.1$(～3千电子伏)定向电子的各向异性因子为2。在如此小的能量时，相对论性效应也是重要的。

附录 F：最佳针孔直径和分辨率

甚至在X射线区，衍射效应也限制针孔照相机的实际分辨率。近来，对这个限制出现了一些混淆。

由于几何效应引起的角度不确定性θ_g显然为

$$\theta_g = d(P^{-1} + q^{-1}) \tag{F-1}$$

这里d是针孔直径，P，q分别为源距与像距，对于激光聚变靶的大部分应用放大率$M = q/P \gg 1$，

因此

$$\theta_g \simeq d/P.$$

衍射引起的不确定性为

$$\theta_d = k\lambda/d. \tag{F-2}$$

这里 k 的量级为 1，λ 是成像辐射的波长。k 值依赖于详细的衍射计算且有一定的任意性（如果角度不确定性取圆孔的夫琅和费衍射花样中心部分第一个最小值之间的角度，$k=2.44$，这是对于星体成像中熟知的瑞利判据。不太严格而合理的选取是取中心最大处的半强度宽度，此时 k 值要小一些。

我们希望总的角度不确定性最小

$$\theta \simeq \sqrt{\theta_g^2 + \theta_d^2}, \tag{F-3}$$

可以发现当 $\theta_g = \theta_d \equiv \theta_0$ 时，θ 最小，它给出最佳分辨率时的针孔直径

$$d_0 = \sqrt{k\lambda Pq/P+q}. \tag{F-4}$$

注意当 $M \gg 1$，这个条件等价于菲涅尔（Fresnd）数〔F、$N = d^2/(4P\lambda)$〕的 $k/4 \simeq 0.6$。这个条件给出源处的最佳分辨率为 $\varDelta$，

$$\varDelta \simeq \sqrt{2}\, d_0 = \sqrt{2k\lambda P}. \tag{F-5}$$

当 $k \simeq 2$，$\lambda \simeq 6$ 埃（即，约 2 千电子伏的 X射线，$P \simeq 1$ 厘米，$d_0 \simeq 3.5$ 微米，$\varDelta \simeq 5$微米。由于 $\theta_g/\theta_a \sim d^2$，实际采用的针孔直径仅仅比 d_0 稍大，以至处在几何光学成像的范围，即 $\varDelta \simeq d$，衍射并没有使分辨率明显降低。

附录 G：X 射线成像和分辨率

考虑一个光学薄的玻璃球壳辐射。二维的辐射强度正比于整个辐射体积的线积分，对于内径和外径为 r_1 和 r_2 的球壳，我们发现强度作为 x 的函数（见图 10）

$$\left.\begin{aligned} i(x) &= \left(\sqrt{r_2^2 - x^2} - \sqrt{r_1^2 - x^2}\right)/\sqrt{r_2^2 - r_1^2}, \qquad & 0<x<r_1 \\ i(x) &= \sqrt{r_2^2 - x^2}/\sqrt{r_2^2 - r_1^2}, & r_1<x<r_2 \end{aligned}\right\} \tag{G-1}$$

$i(x)$已归一化到峰值强度 $i(r_1)$ 。

除了发光壳层的半径之外，峰-谷的强度比也许是最容易测量的值

$$i(r_1)/i(0) = \sqrt{(r_1 + r_2)/(r_2 - r_1)}. \tag{G-2}$$

在 r_1处峰的半最大强度处全宽度约为$\sim(r_2 - r_1)$，因此，一个分辨率$\varDelta>(r_2 - r_1)$的针孔给出的像，其

$$\left.\frac{i(r_1)}{i(0)}\right|_{\text{测量}} \simeq \sqrt{\frac{(r_1 + r_2)}{(r_2 - 1)}} \cdot \frac{(r_2 - r_1)}{\varDelta} \simeq \frac{\sqrt{d \cdot t}}{\varDelta} \tag{G-3}$$

这里 d，t 分别为球直径和壁厚。例如，当 $d = 50$ 微米，$t = 2$ 微米和 $\varDelta = 5$ 微米，测量到的峰-谷值的比预计为 2 左右。

对于光学薄辐射球的类似分析给出按中心最大值归一化的强度为

$$i(x) = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{r}\right)^2}. \tag{G-4}$$

这个分布的半最大强度处全宽度为球直径的$\frac{\sqrt{3}}{2}=0.87$；分辨率差对这个结果的影响很小。

附录H：平晶谱仪

平晶谱仪的波长范围随着源位置的改变和衍射晶体的改变而变化。可接受角度的极值可通过布拉格定律（$n\lambda=2d\sin\theta$）确定其波长。图14给出谱仪几何结构。当 $y_1\simeq y_2$，可接受的最大角 θ_1 和最小角 θ_2 由下式确定

$$\begin{aligned}&\sin\theta_1\simeq y_1/\sqrt{x_1^2+y_1^2},\\&\sin\theta_2\simeq y_1/\sqrt{(l+x_1)^2/4+y_1^2}.\end{aligned}\tag{H-1}$$

当 $x_1\simeq 4$ 厘米，$y_1\simeq 3$ 厘米，$l\simeq 12$ 厘米和云母晶体（$2d=19.8$ 埃），可得 $\lambda_1\simeq 9$ 埃和$\lambda_2\simeq 5$ 埃。对布拉格定律微分可估计沿着底片平面的仪器的色散

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}\simeq\frac{2d}{l}\mathrm{ctg}\theta.\tag{H-2}$$

对 7 埃的 X 射线，色散为 0.6 埃/毫米，（即感兴趣的硅线谱区）。

参 考 文 献

[1] K. Boyer, "Laser Initiated Fusion", Astronaut, Aeronaut, 11, 28 (1973).
[2] J. L. Emmett, J. Nuckolls and L. Wood, "Fusion Power by Laser Implosion", Sci. Am., 230, 21 June (1974).
[3] K. A. Brueckner and S. Jorna, "Laser Driven Fusion", Rev Mód. Phys., 46, 325 (1974).
[4] G. Chapline and L. Wood, "X-Ray Lasers", Phys. Today, Vol. 28, No. 6, June (1975). p. 40.
[5] D. J. Nagel, "X-Ray Emission from High Temperature Laboratory Plasmas", in W. L. Pickles, C. S. Barrett, J. B. Newkirk and C. O. Ruud Editors, Advances in X-Ray Analysis, Vol. 18, p. 1, Plenum Press (1975).
[6] C. E. Violet, "Instrumentation for X-Ray Diagnostics of Plasmas", Advances in X-Ray Analysis, Vol. 18, p. 26, Plenum Press (1975).
[7] Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 3, H. J. Schwarz and H. Hora, Editors, Plenum Press (1974).
[8] P. Mulser, R. Sigel and S. Witkowski, "Plasma Production by Laser", Phys. Reports (Amsterdam), 6C, 187 (1973).
[9] D. V. Giovanielli and R. P. Godwin, "Optics in Laser-Produced Plasmas", Am. J. Phys., August (1975).
[10] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley (1962).
[11] J. Cooper, "Plasma Spectroscopy", Reports. on Progress in Physics, 29, 35 (1966).
[12] H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw—Hill (1964).
[13] T. S. Stratton, "X-Ray Spectroscopy" in R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Editors, Plasma Diagnostic Technicues, Academic Press (1965).
[14] K. Büchl, K. Eidmann, P. Mulser, H. Salzmann and R. Sigel in H. Schwarz and H. Hora, Editors, Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 2, Plenum Press (1972).
[15] J. Shearer, S. W. Mead, J. Petruzzi, F. Reiner, J. E. Swain and C. E Violet, "Expermental Indications of Plasma Instabilities Induced by Laser Heating", Phys. Rev. A6, 764 (1972).
[16] J. F. Kephart, R. P. Godwin and G. H. McCall, "Bremsstrahlung Emission from Laser—Produced Plasmas", Appl. Phys. Lett., 25, 108 (1974).
[17] J. F. Cuderman and K. M. Gilbert, "Spectral Analysis of X-Rays from Laser—Induced

Plasmas", in Advances in X-Ray Analysis, Vol. 18, P, 159, Plenum Press (1975).
[18] F. J. Mayer, G. R. Montry and Z Benn, "X-Ray Diagnostics Using Thermoluminescent Dosimeters", in Advances in X-Ray Analysis, Vol. 18, p. 169, Plenum Press (1975).
[19] J. F. Kephart and D. V. Giovanielli "Spatially Resolved Observation of the Energetic Electrons from a Laser-Produced Plasma", Bull. Am. Phys. Soc. 19 886 (1974). Also Private Communication.
[20] G. L. Cano, P. J. Brannon and J. E. Powell, "Spectral Measurements of Hot Electrons from Laser—Produced Plasmas", Bull. Am. Phys. Soc., 19, 886 (1974).
[21] K. Eidmann and R. Sigel, "Investigation of the Fast Electrons in a Lasar-Produced plasma by X-Ray Measurements", 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Vol. 1, Moscow (1973) p. 435.
[22] Private Communications, J. F. Kephart and K. Mitchell (Los Alamos Scientific Laboratory), V. W. Slivinsky (Lawrence Livermore Laboratory).
[23] C. H. McCall, F. Young, A. W. Ehler, J. F. Kephart and R. P. Godwin, "Neutron Emission from Laser—Produced Plasmas", Phys. Rev. Lett., 30, 1116 (1973).
[24] A. W. Ehler, "High-Energy Ions from a CO_2 Laser-Produced Plasma", J. Appl. Phys., 46 2464 (1975).
While this Paper describes CO_2 laser experiments Similar but less marked effects occur With glass lassers.
[25] R. P. Godwin, "Electrons, Ions and Neutrons", in H. Schwarz and H. Hora, Zditors, Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 3, Plenum Press (1974).
[26] S. Glasstone and R. H. Lovberg, Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand (1960) Chap. 2.
[27] B. H. Ripin, P. G. Burkhalter, F. C. Young, J. M. McMahon, D. G. Colombant, S. E. Bodner, R. R. Whitlock, D. J. Nagel, D. J. Johnson, N. K. Windsor, C. M. Dozier, R. D. Bleach, J. A. Stamper and E. A. Mclean, "X-Ray Emission Spectra from High-Power Laser—Produced Plasmas", Phys. Rev. Lett., 34 1313 (1975).
[28] V. W. Slivinsky, H. N. Kornblum and H. D. Shay, "Determination of Superthermal Electron Distributions in Laser-Produced Plasmas", J. Appl. Phys. (in Press).
[29] R. C. Malone, R. L. McCrory and R. L. Morse, "Indications of Strongly Flux-Limited Electron Thermal Conduction in Laser—Target Experiments", Phys. Rev. Lett., 34 721 (1975).
[30] J. W. Motz and R. C. Placious, Bremsstrahlung Linear Polarization", Nuovo Cimento XV, 571 (1960).
[31] K. Eidmann, "Calculation of Free—Free Radiation from Plasmas With Non-Maxwellian Isotropic or Anisotropic Electron Velocity Distribution", Plasma Phys. 17, 121 (1975).
[32] R. P. Godwin, J. F. Kephart and G. H. McCall, "Measured Polarization of X-Rays from a Laser—Produced Plasma", Bull. Am. Phys. Soc., 17, 971 (1972).
[33] S. Chandrasekar, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford (1961).
[34] R. J. Fries and E. H. Farnum, "Laser Target Fabrication-A Status Report", Los Alamos Scientific Laboratory Report LA—5703—SR (Revised) August 1974.
[35] R. J. Fries and E. H. Farnum, "Nondestructive Fuel Assay of Laser Targets. I. X-Ray Method", Nucl. Instr. and Meth., 126 285 (1975).
[36] H. H. Barrett, D. T. Wilson, G. D. DeMeester, and H. Scharfman, "Fresnel Zon Plate Imaging in Radiology and Nuclear Medicine", Seminar Application of Optical Instrumentation in Medicine, Chicago, November (1972).
[37] A. Lieber, R, Benjamin, P. Lyons and C. Webb, "Micro-Channel Plate as a Parallel-Bore Collimator for soft X-Ray Imaging", Nucl, Instr, and Meth. 125, 553 (1975).
[38] F. D. Seward and T. M. Palmieri, "A Simple X-Ray Microscope for. Photographing Laser-Produced Plasmas", Rev. Sci. Instrum. 46, 204 (1975).
[39] G. S. Vaiana, A. S. Krieger, R. Petrasso, J. K. Silk and A. F. Timothy, "The X-Ray Spectrographic Telescope", American Science in Astronomy Seminar, Tuscon, Arizono, March (1974).
[40] "A Technical Propoal for X-Ray Diagnostics of Laser Fusion Plasmas", American Science and Engineering Report ASE—3698, May (1975).
[41] G. H. McCall and R. L. Morse, "Target Compression With one Beam", Laser Focus

10/12, 40 December (1974).
[42] P. M. Campbell, G. Charalis and G. R. Montry, "Laser-Driven Compression of Glass Microspheres", Phys. Rev. Lett. 34, 74 (1975).
[43] R. R. Johnson and D. E. Solomon, "Thermonuclear Fusion Research With High-Power Lasers", Research/Development, May (1975) p. 55.
[44] A. H. Gabrial and C. Jordan, "Interpretation of Spectral Intensities from Laboratory and Astrophysical Plasmas", in E. W. McDaniel and M. R. C. McDowell, Editors, Case Studies in Atomic Collision Physics 11, North-Holland (1972).
[45] A. H. Gabriel, "Dielectronic Satellite Spectra for Highly Charged Heliumlike Ion Lines", Mon. Not. Roy. Astro. Soc, 160, 99 (1972).
[46] R. W. P. Mcwhirter, "Spectral Intensities" in R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Editors, Plasma Diagnostic Techniques, Academic (1965).
[47] W. L. Wiese "Line Broadening", in R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Editors, Plasma Diagnostic Techniques, Academic (1965).
[48] G. A. Doschek, "The Solar Flar Plasma; Observation and Interpretation", Space Sci. Rev., 13, 765 (1972).
[49] G. A. Doschek, "X-Ray and EUV Spectra of Solar Flares and Laboratory Plasmas", IAU Symposium; Solar γ—, X—, and EUV Radiation, Buenos Aires, June (1974) (to be published).
[50] N. J. Peacock, M. G. Hobby and M. Galanti "Satellite Spectra for Heliumlike Ions in Laser-Produced plasmas", J. Phys. B; Atom. Molec. Phys., 6, L298 (1973).
[51] V. A. Boiko, O. N. Krokhin, S. A. Pikuz and A. Y. Faenov, "Measurement of the Intensity of the 2—10Å Radiation Emitted by Laser Plasmas ··· and Determination of the Plasma Electron Temperature", Sov. J. Quant. Electron, 4, 1212 (1975).
[52] R. D. Cowan, Los Alamos Scientific Laboratory (Private Communicetion).
[53] R. D. Cowan, "Theoretical Calculation of Atomic Spectra Using Digital Computers", J. Opt. Soc. Am., 58, 808 (1968).
[54] Los Alamos data and Private Communications from B. Yaakobi (Rochester) and V. W. Slivinsky (Lawrence Livermore Laboratory). Also KMS—ERDA Contract AT (49—1) — 3758 Part 1 Appendix BI, X-Ray Spectra.
[55] D. J. Bradley and G. H. C. New, "Ultrashort Pulse Measurements", Proc. of I. E. E. E., 62, 733 (1974).
[56] R. R. Alfano and S. L. "Shapiro, Ultrashort Phenomena", Phys. Today, Vol. 38, No. 7, July (1975) p. 30.
[57] C. F. McConaghy and L. W. Coleman, "Picosecond X-Ray Streak Camera", Appl. Phys. Letters, 25, 268 (1974).
[58] G. I. Brukhnevitch, V. K. Chevokin, Yu. S. Kasyanov, V. V. Korobkin, A. A. Malyutin, A. M. Prokhorov, M. C. Richardson, M. Ya. Schelev, and B. M. Stepanov, "Picosecond X-Ray Plasma Radiation Measurements", Phys. Lett., 51 A, 249 (1975).
[59] A. J. Lieber, R. F. Benjamin, H. D. Sutphin and C. B. Webb, "Investigation of Micro-Channal Plates as Parallel-Bore Electron Collimators for Use in a Proximity Focused Ulterafast Streak Tube", Nucl. Inster. and Meth. (in press).
[60] B. L. Henke and M. A. Tester, "Techniques of Low Energy X-Ray Spectroscopy (0.1 to 2 keV Region)", Advances in X-Ray Analysis, Vol. 18, P. 76, Plenum Press (1975).
[61] Stanford Syrchrotron Radiation Project Users Handbook, Stanford University (1974).
[62] S. A. Kaplan, S. B. Pikel'ner and V. N. Tsytovich, "Plasma Physics of the Solar Atmosphere", Phys. Reports (Amsterdam), 15C, 1 (1974).
[63] N. R. Sheeley, J. D. Bohlin, G. E. Brueckner, J. D. Purcell, V. E. Scherrer and R. Tousev, "The Reconnectio nof Magnetic Field Lines in the Solar Corona", Naval Research Laboratory (Preprint).
[64] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press (1964), Chap. 13.
[65] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, McGraw-Hill (1973) Chap. 6.
[66] F. Seitz, The Modern Theory of Solids, McGraw-Hill (1940) Chap. 4.

[楼祺洪译自《Advances in X-Ray Analysis》, Vol. 19, 533 (1976), 徐至展校]

SHIVA——用于激光核聚变实验的10千焦耳高能激光装置

加利福尼亚大学利弗莫尔实验室

本文概述美国劳伦斯利弗莫尔实验室的激光核聚变规划，描述10千焦耳高能钕玻璃激光装置的有关结构参量。

I. 引　　言

当前从热核聚变中取得能量有两条途径：一条是磁约束途径（通常称为受控热核反应或CTR），它是把稀薄的等离子体加热至点火温度并维持秒级的时间；另一条是惯性约束途径（通常称为激光核聚变）[1]，它是把热核燃料压缩到极高的密度同时加热至点火温度并维持几十微微秒期间。劳伦斯利弗莫尔实验室（LLL）正在从事这两条受控核聚变途径的研究工作。

劳伦斯利弗莫尔实验室的激光核聚变规划，是建立在大型的性能优良的钕玻璃激光系统和分析惯性核聚变的称为LASNEX的计算机程序的基础上的。激光与等离子体相互作用的实验和理论、诊断学的发展、燃料靶结构的设计和制作、以及先进激光器的发展增添了实施规划的能力。这个规划的主要目标是：

证实激光引发核聚变；

得到显著的热核燃烧；

达到科学上的得失相当：释放出的热核聚变能量等于输入的激光能量；

得到净聚变能量增益；

论证激光核聚变可否用于军用和民用上。

第一个里程碑已经达到。如今激光引发核聚变实验已由LLL和其他实验室完成；而作为惯性约束核聚变的反应的确实证据，已在LLL由测得反应生成的α粒子取得。中子能谱的测量工作还要做。

为了达到显著的热核燃烧这第二个里程碑，由国会拨款筹建的高能激光装置正在建造中[2]。2千5百万美元的计划用于建造10千焦耳激光装置（SHIVA）和一座建筑物。SHIVA激光装置将既有精确的照明均匀性又有高的功率来获得对固体氘-氚（D-T）

---

1)目前把相对论电子束和重离子束引发的核聚变也归入惯性约束。——译者注

2)Shiva装置已经峻工并于1977年11月18日首次运转，在脉宽0.9毫微秒内输出10200焦耳的激光能量。——译者注

靶的等熵压缩。固体氘-氚靶的这种等熵压缩将会提供比当前气态氘-氚靶的压缩高得多的中子产额。

SHIVA 激光装置升级到更高功率和更大能量将会提供达到科学上得失相当甚至是净能量增益的能力，因而可以通过第三和第四个里程碑。然而，要论证作为发电反应堆的可行性将需要发展高重复率、高功率、高效率的激光器。

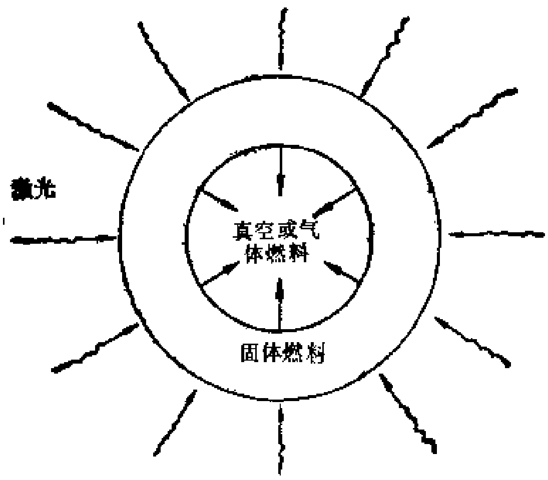


图 1　SHIVA 激光装置的目标是证实以等熵球形压缩来获得显著的热核燃烧

Ⅰ．组　　织

为了达到激光核聚变规划的科学目标，LLL 的工作分成四方面：固体激光器的发展，气体激光器的发展，激光产生等离子体的实验，激光等离子体的分析。SHIVA 计划以与 ARGUS、CYCLOPS 和 JANUS 等激光系统的计划部分相一致的方式继续进行。这些规划是由在线上小组所承担，这些小组运行线外的系统，发展和研究元件，进行系统上元件的设计和分析工作。规划后援小组为各个规划和线上小组解决工程问题和光学材料的采办与试验。

重要的工作是致力于为激光核聚变发展气体激光器。对聚变电站来说，这些气体激光器最终必须能比玻璃激光器有更高的峰值功率和更高的平均功率并工作在更短的波长上。

激光等离子体实验工作和分析工作当然是激光聚变规划的核心部分。气体激光器和玻璃激光器的发展工作继续进行来为这些实验提供辐射源。

Ⅱ．钕玻璃激光系统进展和热核能量产额

LLL 以一种有序和极迅速的方式相继发展用于激光核聚变实验的钕玻璃激光系统。四年间建成四个主要的激光系统，后一个系统都比前一个系统规模更大。这四个系统是：JANUS，CYCLOPS，ARGUS 和 SHIVA。由于把激光器发展规划直接并入资力雄厚的

激光核聚变实验规划，所以确保对发展激光器工艺保持着适当的紧迫感并得到最有效的利用。

表 1　劳伦斯利弗莫尔实验室的激光核聚变工作

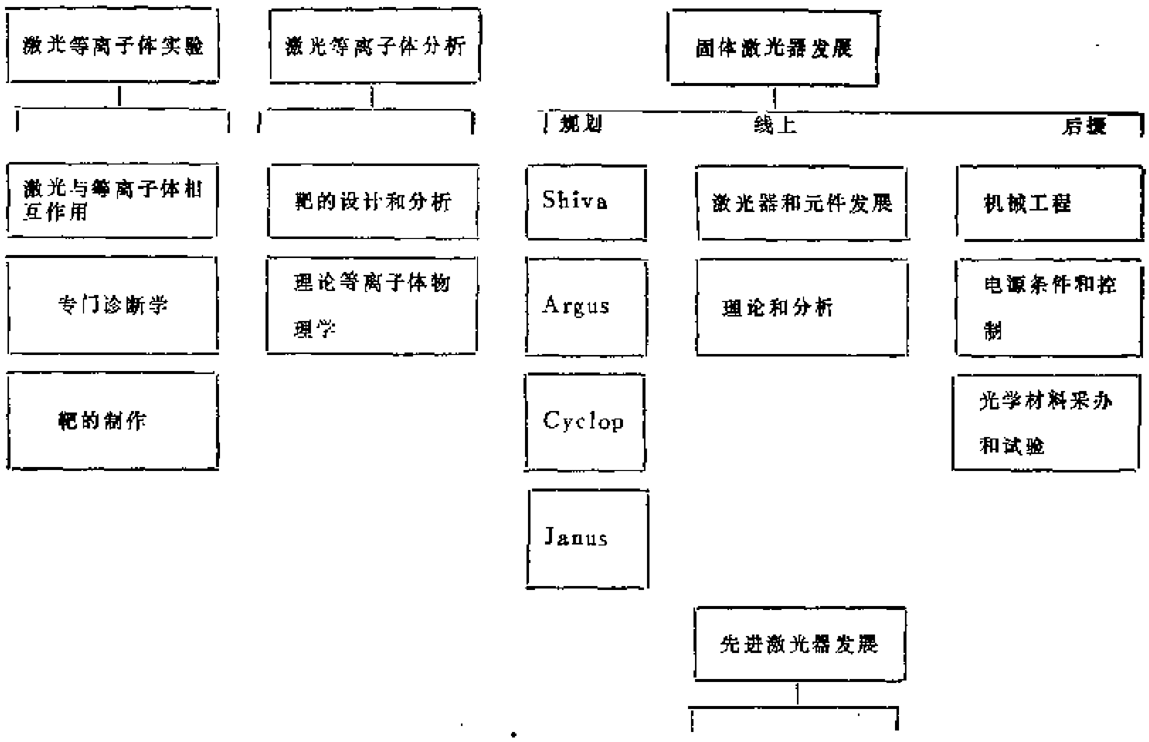


表 2　劳伦斯利弗莫尔实验室的钕玻璃激光器系统

		运行日期	光束数	功率（兆兆瓦）	能量（焦耳）（在约 500 微微秒内）	功用
Shiva		1978年1月	20	20	10千	辐照靶
Argus	Ⅰ	1976年3月	2	2	1千	辐照靶
	Ⅳ*	1977年1月	4	4	2千	
Cyclops		1975年5月	1	1	500	元件发展和辐照靶
Janus	Ⅰ	1974年11月	1	0.2	50	辐照靶
	Ⅱ	1975年 4月	2	0.4	100	

* 因经费原因，ArgusⅣ后来未建。——译者

表 2 列出四个激光系统的主要参数，图 2 画出热核能量产额计划。尽管由激光核聚变实验取得热核能量产额的计划多少有点冒险性，但是在设计靶和分析数据上成功地应用 LASNEX 计算机程序使得规划的可靠性增大。在 JANUS 系统上进行的初步实验结果正在为未来的判断打下牢固的数据基础，在 JANUS 已经获得大于 10^7 的中子数[1]。这样将允

1)在 ARGUS 系统上 1977 年已经获得 2×10^9 个中子输出。——译者注

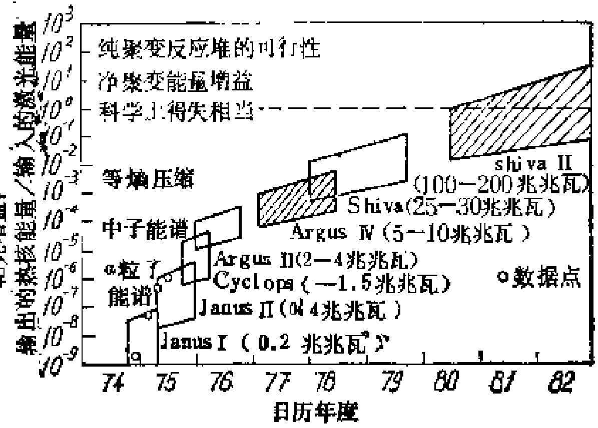


图 2 激光核聚变能量产额计划

许在 1978 年在中子产额上接近科学上得失相当的数目。

因为这个能量产额的指望是建立在当前的激光器和设计靶的工艺基础上，所以在这些领域上的突破将可能增进热核能量产额。

最后，对于纯聚变反应堆变得可行之前的过渡阶段内，聚变-裂变混合反应堆的概念能够降低判定反应堆可行性所需的中子产额的阈值。当然，聚变-裂变反应堆与纯聚变反应堆两种概念将需要发展既有高的峰值功率又有高的平均功率的激光器。

Ⅳ. SHIVA 激光装置

1. 20 路激光系统

SHIVA 激光系统是一台 20 路的激光系统，旨在研究照射聚变靶的不同几何结构。SHIVA 激光系统总的目标，是以等熵压缩来获得显著的热核燃烧或约为 1% 的科学上得失相当。聚变靶丸的球形对称照射是由 20 路分开的激光放大器系列输出的 20 束光来实现的。

20 路激光放大器系列是由一个锁模的掺钕钇铝石榴石（YAG）振荡器输出的脉冲列中选出一个脉冲来带动的。脉冲随后进入整形器，根据实验的要求进行整形。整形后的脉冲由前置放大器放大。前置放大器由下述部件所组成：两台直径为 25 毫米的 α 棒状放大器，一台直径 50 毫米的 β 棒状放大器，一台空间滤波器，一个扩束望远镜和隔离器。在 α 棒状放大器之后的染料盒提供 20 分贝的衰减能力以抑制被放大的自发发射。由前置放大器放大后的光束被分成 4 束，接着由一个 β 棒状放大器放大，最后再把 4 束光共分成 20 束。最后分出的每束光由棒状放大器和片状放大器（也称圆盘放大器）组成的主放大器系列放大。每一路放大器包含用于低功率放大的 α 和 β 棒状放大器，和用于作高功率放大的口径分别为 94 毫米、150 毫米和 200 毫米的 β、γ 和 δ 片状放大器。α 和 β 棒状放大器对小信号增益各为 150 和 16；β、γ 和 δ 片状放大器的增益各为 3.7、2.6 和 2。每路放大器中的几台空间滤波器放在固定的间隔上起两种作用。一种作用是从光束中除去高频空间调制分量，因而使得光束全部能量可以聚焦在小的靶丸上。另一种作用是把平顶的光束强度轮廓的象从一个放大级传送到下一个放大级，从而避免光束在充满放大器大部分截面时产

生的有害衍射效应。每路放大器中还用普克耳斯盒和法拉第旋光器来防止自振和靶的反射。

图 3 示出 SHIVA 激光装置的一路主放大器的简化光路图；图 4 示出 SHIVA 激光装置的光学元件的排布图。SHIVA 激光装置的预定性能指标如表 3 所示。表 4 列出 SHIVA 激光装置所需的部件数量。

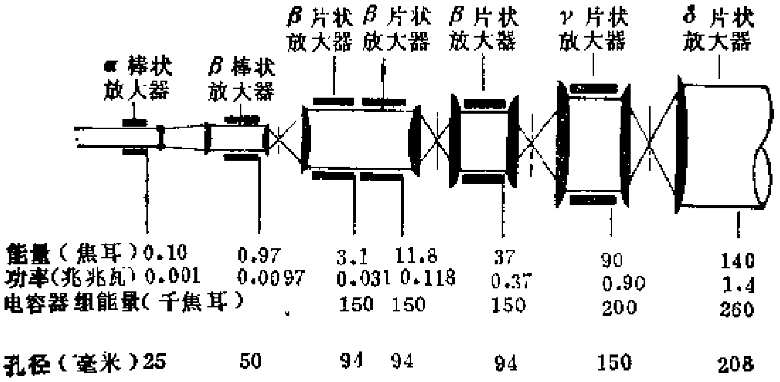


图 3 SHIVA 激光装置的一路主放大器的简化光路图

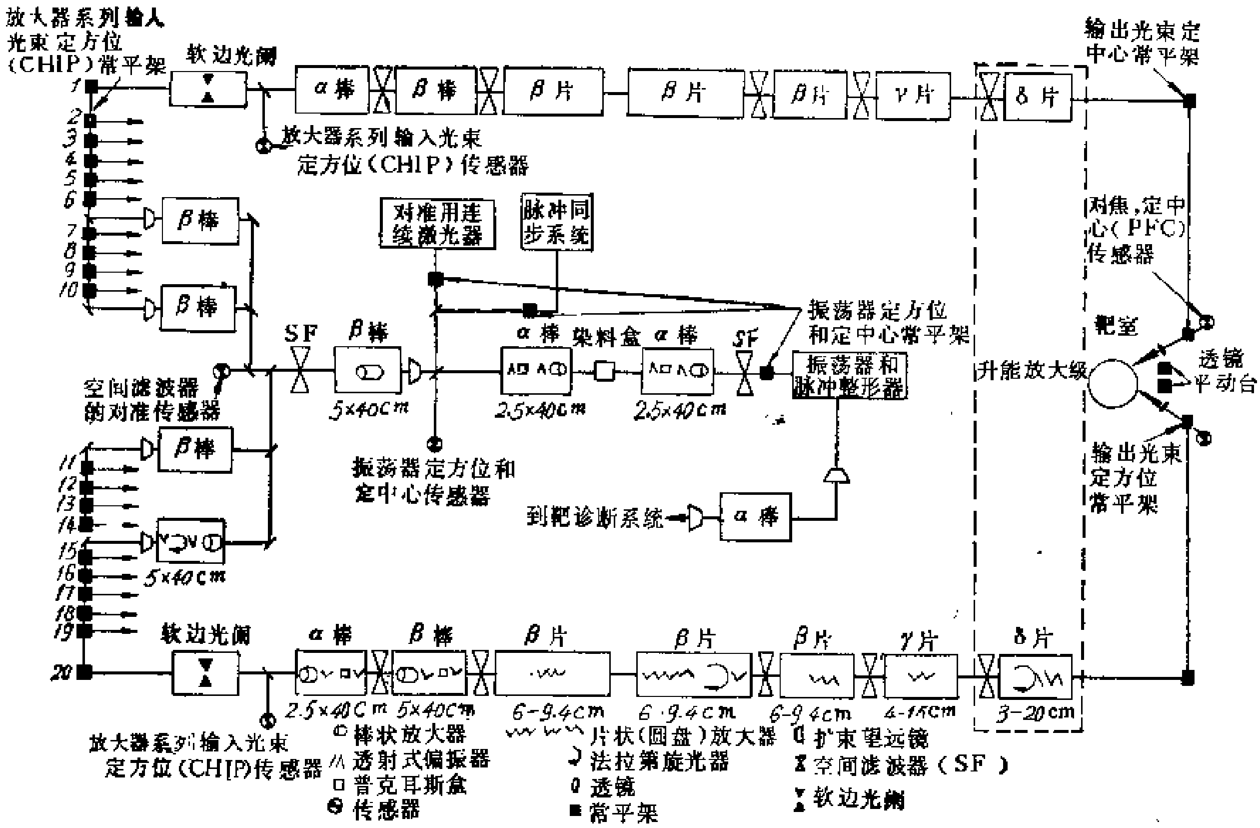


图 4 SHIVA 激光装置的光学元件排布图

表 3 SHIVA 激光系统的预定性能

可聚焦功率	＞20兆兆瓦
可聚焦能量	＞10千焦耳（在＜1毫微秒内）
靶上照射均匀性	＜峰值功率密度的±10%内变化
脉冲形状	30微微秒至2毫微秒脉宽的简单或复合脉冲
输出孔径	6300厘米^2/20路激光束
每路放大器的玻璃厚度	＜200厘米
损伤阈值	＞45千焦耳/1毫微秒
线性象差	＜λ/2
非线性象差	＜3λ/2（在峰值功率处）
光束对准	自动定方位、聚焦和定中心
脉冲同步精度	±5微微秒
光束增益变化	＜峰值功率的±5%

表 4 SHIVA 激光系统的元件数

项目	数量	
脉冲式YAG振荡器	1	台
钕玻璃棒状放大器	47	台
钕玻璃片状放大器	100	台
普克耳斯盒	41	个
法拉第旋光器	40	个
偏振镜	324	片
透镜，分光器和转向反射镜	420	个
氙灯	2524	支
带36组电源的储能电容器	7830	台
重500,000磅的钢管总长	25,000	英尺
高压电缆	30,000	英尺
激光和等离子体诊断仪器	200	台
带28台计算机外围设备的计算机中心处理单元（CPU）	2	部
Camac 接口组件	960	个

2、自动对准系统和脉冲同步系统

SHIVA 激光系统采用自动对准系统。在前置放大级中，有一台与主振荡器同轴线的连续工作的掺钕钇铝石榴石激光器来瞄准光路（见图 4）。用自动对准系统，主振荡器的光

束与对准用的光束共轴精度为±2 微弧度，两束光输入到放大器系列的定中心误差为 500 微米。在通过分光器列阵后，对准光束由放大器系列输入光束定方位（简记为 CHIP）对准系统对向每路放大器系列的中心。

定方位-聚焦-定中心（PFC）对准系统则把每路放大器系列输出的光束引向靶上。这个对准系统的三个对准过程都用同样的传感器，这种传感器是一种包含成象光学系统、侧向光电探测器和光导摄象管的类似照相机的装置。传感器通过最末转向反射镜探测在靶室中的真实靶或调整用的代用靶所产生的散射光或反射光。把最末聚焦透镜的平面成象在侧向光电探测器上并调节输出光束对中心的常平架，便可使对准光束在聚焦透镜上定中心。代用靶把对准光束通过聚焦透镜反射回到侧向探测器上，探测器便给出在调节对准光束指向靶时的误差信号，然后由输出光束定方位的常平架来对此作方向上的校正。为了把光束聚焦在靶上，由代用靶所反射回来的光束的放大后的象由 PFC 传感器中的光导摄象管观测，工作人员则调节聚焦透镜的位置直至得到理想的象为止。

脉冲同步系统是用来使光束经 20 路放大器系列至靶等光程长。这个系统中使用一台连续输出的锁模振荡器和一台光学外差式接收机，后者是把由代用靶反射回来的脉冲与由参考光路所产生的频移脉冲作对照。尽管在每路激光器中有 85 分贝的衰减率，但是同步系统还能测出小于 1 毫米的程长变化量。

3. 建筑物和空间框架

建筑物和激光器件支承结构是作为整体系统进行设计的，其目标是确保 SHIVA 激光器的稳定性和清洁。为了使由 20 路独立的激光器系列的输出光束对球形靶照射时得到接近理想的对称性，激光束必须以几微米的精度指向微球靶。这就要求高度的环境控制和结构稳定性。因为闪光灯和激光会使激光器系列中的元件的脏表面受到损坏，所以也要求清洁的环境。高能激光装置的建筑物事实上就是一个世界上最大的“洁净室”（体积大于 500000 立方英尺），它有极精细的气温控制和免于外界影响的激光器支承结构。

除了较高级的建筑物之外，还要有相当大的场地来安放激光器所用的储能电容器组和电源。这些场地就是激光器支承结构下面的地下室。此外还有一部分场所用于装修激光器，准备实验工作，计算机，诊断设备和系统操纵等方面。

支承激光器系列和靶室的各种部件的空间框架是方型钢管构成的刚性稳定架。这种开式结构兼有固定硬件的灵活性和进行建筑物环境控制的适应性的特点。而这种设计需要 5 英里长的重量为 500,000 磅的钢管，事实上它比实心钢管或混凝土结构的费用均大为节省和更为稳定。图 5 示出空间框架的模型图。

4. 靶　室

靶室将为激光核聚变实验提供一个超稳定的中等规模的高真空环境。直径为 150 厘米的球形靶室有 52 个孔可以固定 20 个聚焦透镜和 32 件诊断仪器。靶室可以提供近于 10^{-7} 托的真空度。在靶室内靶的定位精度小于 1 微米。制造靶室的材料将能承受聚变反应的辐射效应，这种效应会使器壁表面温度瞬时升至摄氏几千度。靶室及有关诊断设备的示意图如图 6 所示。

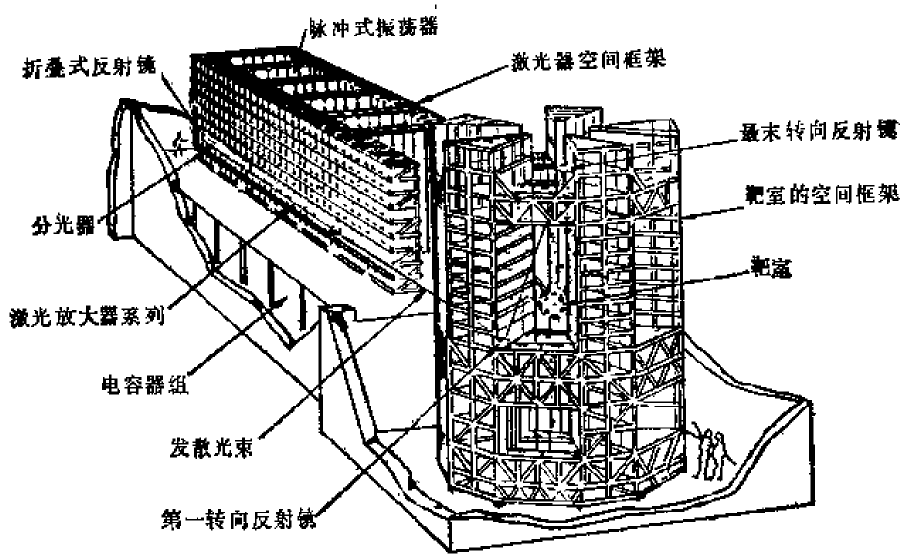


图5 SHIVA 激光装置的空间框架

激光器空间框架能支撑约600组分立的元件组件；在框架两点间在100秒期间内维持±4毫弧度的公差。靶室空间框架支撑靶室、转向反射镜和对焦、定中心（PFC）传感器。

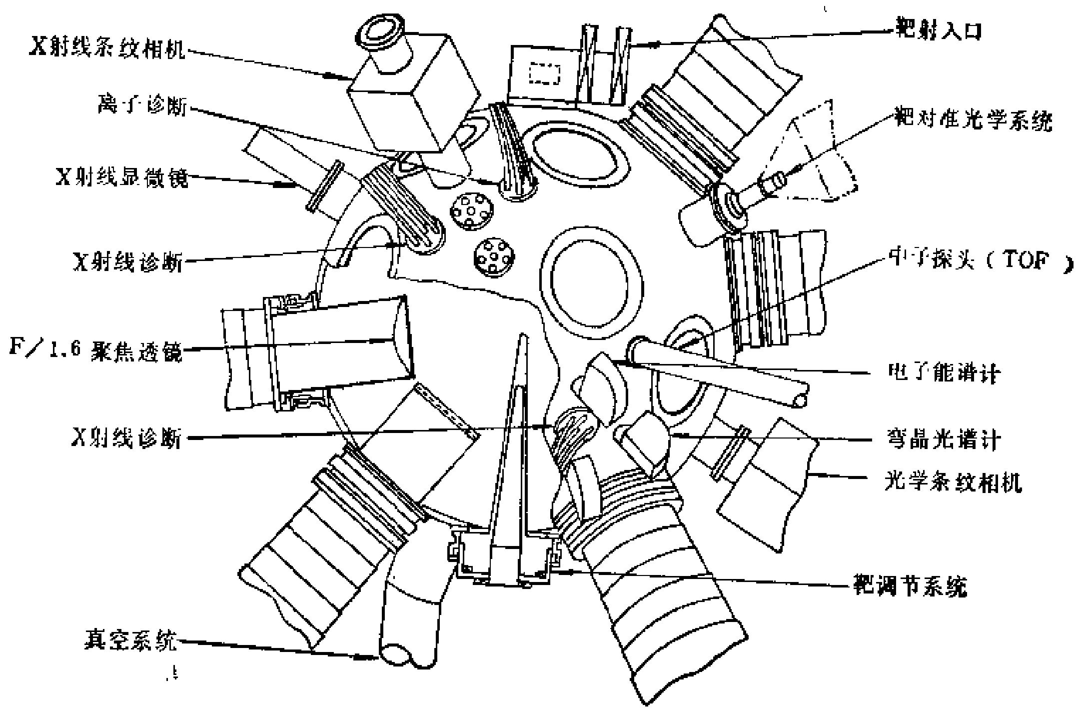


图6 SHIVA 激光装置的靶室

5. SHIVA 的靶设计

在劳伦斯利弗莫尔实验室的计算机程序 LASNEX 对靶所作的性能模拟基础上，最初为 SHIVA 激光装置设计四种类型的聚变靶。按照靶的复杂程度和要求的激光性能与制作精度来排列，四种靶是：爆炸推进型，高密度推进型，悬浮式消融体型和无推进层型等。这些靶的预定性能是获得 从1至1000克/厘米^3 的密度以及在热核能量产额上接 近 得 失 相

当。对激光性能要求是从功率为 10 兆兆瓦的 10 千焦耳简单脉冲照射靶这时均匀性差变化到用功率为 20 兆兆瓦的 10 千焦耳整形脉冲以极好的均匀性照射靶。四种靶的性能和要求如表 5 所示。

表 5　SHIVA 激光装置所用的热核靶性能

	靶类型	要求制作精度	对激光要求	计算性能
Ⅰ	爆炸推进层 D-T 气体	10^{-4}—10^{-5}厘米	10^4 焦耳，均匀性：10兆兆瓦 ±50%	1%得失相当， 1—10 克/厘米^3
Ⅱ	高密度推进层 低Z 消融体　D-T 气体	10^{-5}—10^{-6}厘米	10^4 焦耳，均匀性：10兆兆瓦 ±20%	1—10%得失相当， 200 克/厘米^3
Ⅲ	悬浮式消融体 高密度推进层 空心 D-T（低温壳）	10^{-6}—10^{-7}厘米	10^4 焦耳，均匀性：10兆兆瓦 ±10% 有限脉冲整形	10%得失相当， 200—1000克/厘米^3
Ⅳ	无推进层/激光整形脉冲 低 Z 消融体 空心 D-T（低温壳）	10^{-7}厘米	10^4焦耳，均匀性：20 兆兆瓦 ±10% 最佳脉冲整形	10—100%得失相当， 1000 克/厘米^3

6．计算机操纵系统

由于 SHIVA 激光装置既大又复杂，所以它比前几个激光系统更多地采用计算机操纵。然而，为了避免在相当短的计划日程内去发展一个大的中心计算机操纵系统，因而把操纵系统分成四个独立功能的分系统。这些分系统可以在很少关联的情况下并行地进行设计、发展和运行。这四个分系统如图 7 所示。

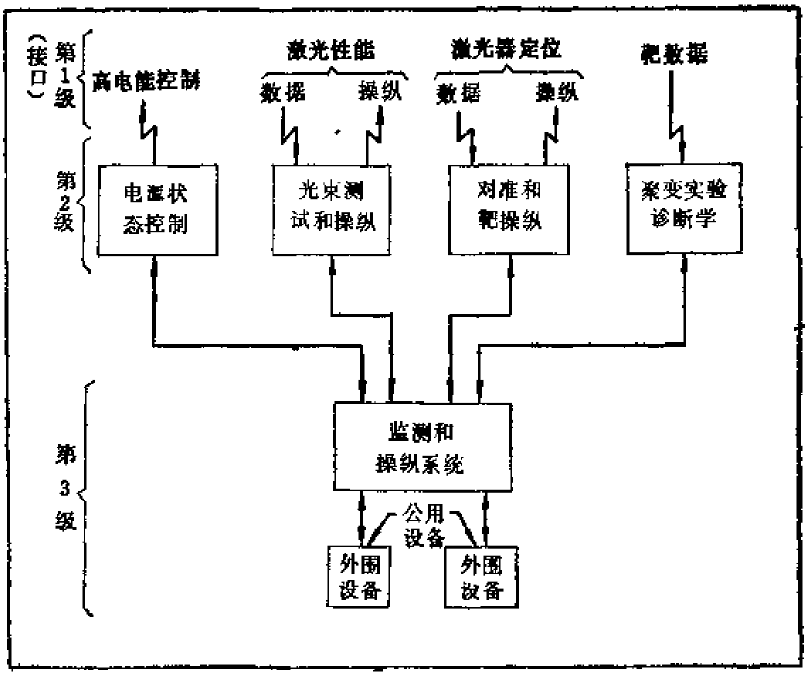


图 7　SHIVA 多级计算机操纵系统

电源状态的控制系统是用以把作光抽运 SHIVA 激光器所需的 20 兆焦耳能量变压储存和释放。这个分系统既可以人为操纵也可在人指挥下自动运行。

对准和靶定位控制分系统控制着把光脉冲从振荡器通过20路平行的激光光路聚向靶所需的全部操纵光束的装备。其中包括操纵反射镜常平架，透镜传动结构，空间滤波器的针孔定位器和各种快门等。

光束质量测试和控制分系统是用以监测每次实验和每轮实验的激光性能。每次实验中典型的测试项目包括振荡器输出脉冲形状的时间变化情况，沿每路放大器上的能量分布剖面，输出能量，从靶反射的能量，在靶上脉冲形状的时间变化情况以及在靶上的预脉冲能量等。

聚变诊断学分系统从每次照射靶实验中取得实验数据。这个分系统是ARGUS和JANUS激光装置现有的聚变数据获取系统的升级系统。

如图7中所示，每个这样的分系统均有一个三级控制网。在第一级或最低级控制网上的是前端信息处理机（微型计算机），它起着把激光系统的元件与分系统操作者控制台联系在一起的功能。

在中间级或“第二级”中，每个分系统都有各自独立的操纵台和各自的“最小计算机”。在最下面一级或“第3级”控制系统中，一个总的设施控制台把四个分系统联成一个整体运行。

Ⅴ. 以激光核聚变为目标的固体激光发展规划

尽管固体激光器发展规划的特定目标是直接建造更好和更高功率的激光器，但其最终目的是核聚变。这就要求高功率光束能有效地聚焦在聚变靶上。激光脉冲必须作适当整形来驱动靶球聚爆从而达到最大的压缩和适当的温度。从长远看来，将需要功率更高、波长更短的激光脉冲。这些总目标已经决定钕玻璃激光发展规划的特定工程目标。SHIVA激光系统将实现这些目标的大部分，并将在有限的人力和物力条件下发挥最大的潜力来成功地进行激光核聚变实验。

固体激光发展规划的主要目标如下：

1. 高功率激光器序列：
   控制寄生振荡和被放大的自发发射；
   避免激光束与闪光灯光对元件的损伤；
   发展光束对准系统和相位校正系统。
2. 高辐照度（在靶上可聚焦功率）：
   研究高功率光束的传输；
   发展空间滤波器；
   发展超干净元件；
   发展超薄光学元件；
   发展耐用的膜层。
3. 用于聚变的脉冲整形：
   发展短脉冲主振荡器；
   发展脉冲整形器。

4. 未来的发展领域：

发展能产生高功率且非线性折射率低的玻璃；

发展频率转换器。

虽然 SHIVA 激光装置的建成已把用于聚变实验的激光功率提高一个数量级，但是将来性能更佳的激光装置还是有可能出现的。在设计 SHIVA 时就已留有足够的余地允许增加放大器系列的路数（从 20 路增至 32 路），加大放大器的孔径（从 20 厘米扩大到 30 厘米）和用新型的激光玻璃等措施来使之进一步升级。SHIVA-NOVA 装置已着手进行设计，期待这个新装置在 1982 年能在 100 微微秒内输出 100 兆兆瓦的功率，在 1983 年达到输出 200—300 兆兆瓦。这样的功率水平能够以接近反应堆尺度的微聚变爆炸来试验激光聚变物理学，并有可能在八十年代中实现科学上得失相当。

[林礼煌根据 "High Energy Laser Facility" (Lawrence Livermore Laboratory Report, July 1975) 和 "SHIVA Laser System for Fusion Experiments" (Electro-Optical Systems Design Conference, -1976, New York, 1976. Proceedings of the Technical Program; Electro-Optical Systems Design Conference 1976 International Laser Exposition, 114,) 等编译，徐至展校]

对热核聚变靶进行球形加热的12路大功率激光装置“Delfin”

巴索夫（N.G.Basov）等

本文描述了对热核聚变靶进行高温球形加热的12路大功率激光装置“Delfin”。装置包括具有最终的光能量1万焦耳、光脉冲持续时间 10^{-10}—10^{-9} 秒和辐射的发散度约 5×10^{-4} 弧度的钕玻璃激光系统，用于激光辐射和等离子体相互作用的真空室，以及研究激光参量和等离子体参量的一套诊断系统。激光系统的光学方案和结构特色正在考虑。分析了不同的辐射聚焦方案，描述了照射靶的高度球对称“Delfin”聚焦系统，这种系统允许在靶面达到的最大通量密度为 10^{15} 瓦/厘米^2。激光等离子体研究的一些最重要问题和解决这些问题的一般诊断方法正在考虑。

长期以来，为了实现激光热核聚变[1]，制造球对称等离子体加热用的大功率激光装置[2-8]以及研究等离子体参量诊断方法[9-16]的工作一直在进行着。要使激光热核聚变成功，要求激光能量 $E_s\simeq10^4$—10^6 焦耳，激光脉冲宽度 $\tau_s=0.1$—10毫微秒，热核聚变输出能量与激光能量之比 $E_{TR}/E_{лаз}\simeq1$—10^3。此外，激光应该具有的条件是：信噪比足够高（$\simeq10^7$—10^9），激光的发散角非常小（$\simeq10^{-3}$），激光输出是多路的，各路激光同时到达靶面，激光波形和脉冲宽度是可变的。

正如已经指出的[27]，在多路激光系统中，其最大能量值由激光发散角（发散角随级联放大器数目的增加而增大）和所要求的等离子体加热的值决定，也就是由决定激光发散角的大功率放大器的配置，加热方式和靶的构造决定。为了用～10^{-3} 焦耳的激光能量便足以使薄壳小球蒸发，要求靶面的信噪比很高。对于多路激光，要求同时到达靶面，而且小球的对称性很好（～1%）。这些要求对于得到高的压缩比也是必须的[20,24,25]。

鉴于上述考虑，正在制造12路钕玻璃激光系统，并准备对热核聚变小球进行球对称照射。研制这种激光系统和诊断系统的目的在于探索激光等离子体的物理过程，演示靶加热的最佳条件和热核聚变输出能量与吸收激光能量之比（0.01—1）。现在，能量为～3千焦耳的由3路光束组成的第一列装置正在运转。

可以考虑各种激光装置，然而将大功率级联放大器依次并列的结构最为有效[8,27]。这里必须使激光的分束系数 n 和级联放大器的放大系数 K 相等，在这里描述的“Delfin”中，取 $K\simeq3$，$n=2$、3。“Delfin”的方框图示于图1。由激光系统和附有诊断装置的真空室所占有的光学实验室的概况示于图2（照片上没有电容器组）。由图1中的2和3表示的两种形式的振荡器都带有电光开关，产生 $\simeq10^{-10}$—10^{-9} 秒的 10^{-3} 焦耳的激光脉冲。也可以产生直至 10^{-8} 秒的激光脉冲。利用线性前置级联放大器将这个激光脉冲放大至～50

焦耳。它的最终级的口径是45毫米。然后用前置级联放大器Ⅰ—Ⅱ，强级联放大器Ⅰ—Ⅱ，输出级联放大器进行放大。这里所用的激活元件(激光棒)中的光束密度，对于$K\simeq3$、$n\leqslant3$，保持在极限值（$\tau_n=1$毫微秒时，$q\simeq3$千兆瓦/厘米²）以下。12路输出级联放大器的每一路，设有18个激活元件，以防止激光集中。通过设置多棱镜，形成组合光束。这个组合光束由18路直径45毫米的平行光束组成，其直径为270毫米。该组合光束的能量$\simeq0.4—0.8$千焦耳，此值由激光的脉冲宽度决定。12路组合光束的输出能量$\simeq1$万焦耳。激光的预定发射角$a\simeq5\times10^{-4}$弧度，亮度$B\simeq3\times10^{15}$瓦/厘米²·球面度，靶上的激光功率密度$q\simeq10^{15}$瓦/厘米²。

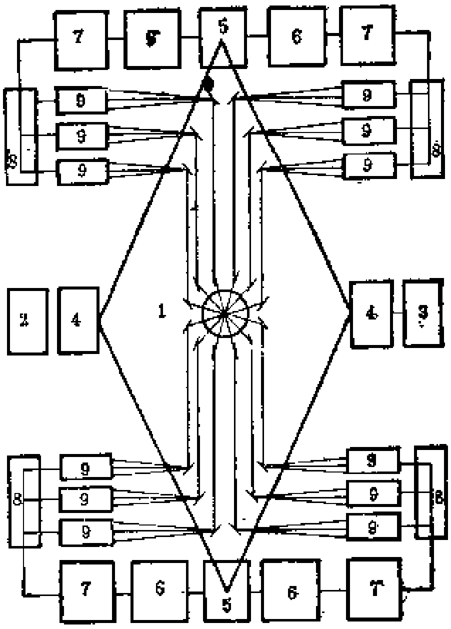
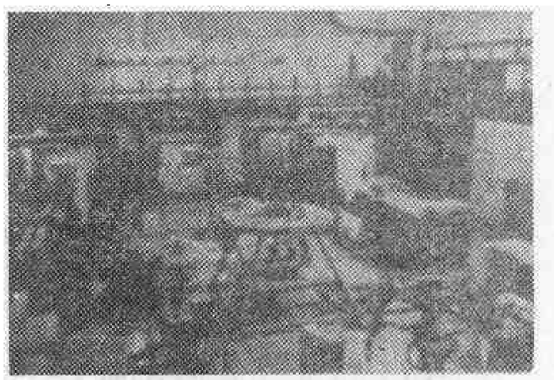


图1 “Delfin”的方框图

1—真空室，2—毫微秒振荡器，3—亚毫微秒振荡器，4—线性前置级联放大器，5—前置级联放大器Ⅰ，6—前置级联放大器Ⅱ和强级联放大器Ⅰ，7—强级联放大器Ⅱ和Ⅲ，8—分束和补偿系统，9—输出级联放大器。


图2 光学实验室的全景

激 光 振 荡 器

亚毫微秒激光脉冲振荡器示于图3[29]。共振腔的光学长度$L_r=237$厘米。利用$\phi2$毫米的光阑进行横模选择。利用DKDP晶体($10\times10\times25$毫米³)的普克尔斯盒和格兰-汤姆逊棱镜进行共振腔内的损耗调制。利用外面的红宝石激光和激光触发火花隙使普克尔斯盒工作。设光速为c，重复周期$T=2L_r/c$时，则得到$T=16$毫微秒、脉冲宽度$\simeq0.3—0.4$毫微秒的脉冲系列。用激光触发火花隙，从脉冲系列中选出单个脉冲。为了改善被切出脉冲的时间特性，激光脉冲用一种作双程放大的放大器加以放大。为此可使激光触发火花隙的起动与激光脉冲的到达准确地同步。这样得到了能量$E_A\simeq10^{-1}$焦耳、由衍射极限决定的发散角$a=a_g$、激光束直径$D=2$毫米的单脉冲。

毫微秒激光脉冲用带有主动调制的钕玻璃激光器获得。这种振荡器及其前置放大器系列示于图4。共振腔内放置有克尔开关，利用激光触发火花隙，将电压加到克尔开关上，便可实现主动调制。共振腔的光学长度$L_r=120$厘米。用置于输出反射镜附近的直径$d=2$毫米的光阑进行共振腔的横模选择。在打开的状态下，共振腔内总的非激活损耗在10%以下。对于这种共振腔，在脉冲宽度$\tau_A\simeq30$毫微秒时，得到的能量$E_A\simeq0.5$焦耳。激光发散角由衍射极限确定，激光束的直径为2毫米。

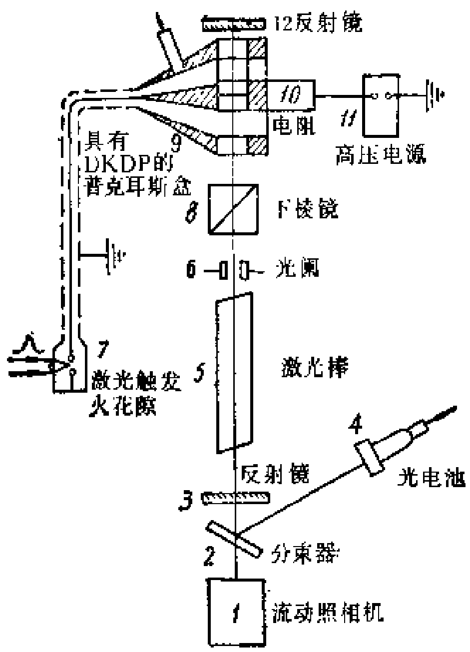


图3　利用周期性损耗调制的亚毫微秒振荡器

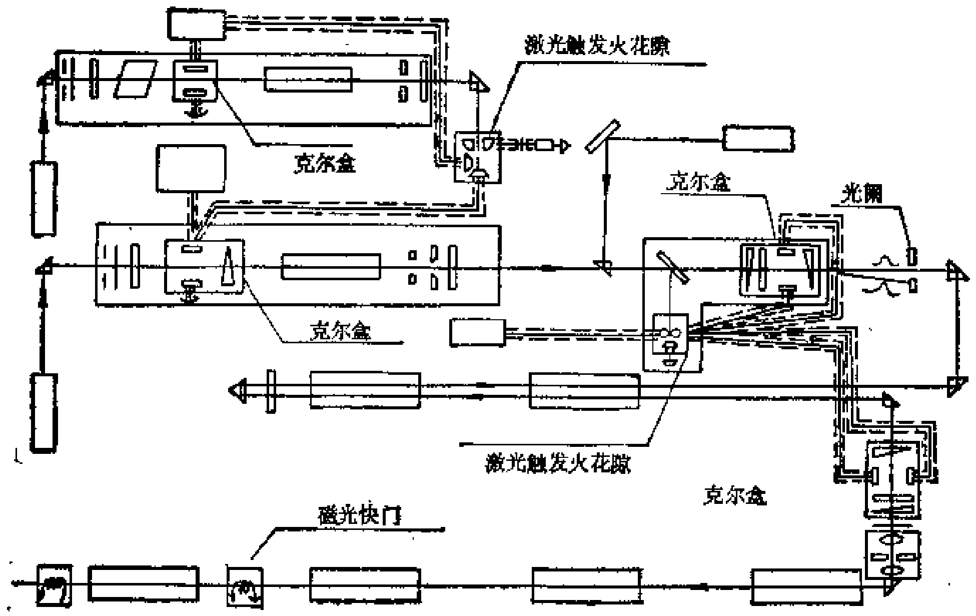


图4　毫微秒振荡器和线性前置级联放大器

为了产生毫微秒激光脉冲，需要用高速的电光克尔开关和激光触发火花隙。由于要求高速开关，用二重控制信号使高压（～7万伏）克尔盒工作。为此，使激光偏振面旋转速度提高几倍，就能稳定地削出$\tau_A \simeq 0.5$毫微秒的激光脉冲。

现在讨论激光的信噪比K_E。该值由热核聚变靶的结构（尺寸、物质密度、升华能量、激光吸收系数）和激光的能量水平决定。在激光能量$E_A \simeq 10^4$焦耳和采用微球壳靶时，要求$K_E = 10^7$—10^8。信噪比可由下式定义：

$$K_E = E_A/(E_{\phi 1} + E_{\phi 2}) \tag{1}$$

式中 E_A 表示等离子体加热用的激光能量，$E_{\phi 1}$ 表示自发辐射发光的能量，$E_{\phi 2}$ 表示从振荡器漏出的激光能量。在各个级联放大器之间插入各种元件（电光开关、法拉第光闸、不饱和滤光器、不饱和膜片等），可以比较容易地使 $E_{\phi 1}$ 减小到所要求的值。要减小 $E_{\phi 2}$，需要制造亚毫微秒运转的高消光比的高速电光开关，这是困难的问题。

在用二重控制信号起动的克尔盒的硝基苯中插入楔形的透明方解石而使光起偏时偏振度少许减小，结果可以得到 $K_s \simeq 10^5$。而且为了提高信噪比。在线性前置级联放大器系列中，使和第一个相类似的第二个克尔盒（大口径 $D \simeq 1.5$ 厘米）与第一个克尔盒同步地工作。激光触发火花隙在 $p = 10 \sim 15$ 大气压的氮中工作。激光触发火花隙的上升时间～0.2毫微秒，同步精度～0.05毫微秒，与激光脉冲的同步偏差≤1毫微秒。

线性前置级联放大器

被削出的激光脉冲用6级放大器（参见图4）加以放大，其中的最初两级是以双光程放大进行工作的。全部放大器中都使用钕玻璃（直径45毫米、泵浦部分560毫米）。为了避免自振，激活元件的断面切成与光轴成85°的角度。线性前置级联放大器的激活元件的规格统一，不会由于采用这种形式而使系统的总效率降低。这是因为线性前置级联放大器所负荷的能量是在整个系统的2%以内。

除了不饱和滤光器和磁光法拉第光闸以外，还装有放电光学开关，它是放在凸透镜焦点处的直径～0.5毫米的光阑。对小于几毫微秒的激光脉冲，该系统的损耗很小，激光脉冲可以十分有效地通过。这个系统可以防止从靶反射，通过放大器返回的激光而引起的破坏。

为了减少激活元件中激光的自聚焦（自聚焦会使激光介质破坏，激光分布变坏），强的激光放大是通过将激光分束来实现的。对于线性前置级联放大器的所有光学元件，须对光学均匀的玻璃和光学表面精度作仔细检查后使用。检查的方法参阅参考文献[27]。即借助带有自动记录装置的纹影法来检查光学元件。为了减小泵浦时激活元件的畸变，线性前置级联放大器的光泵水平比强级联放大器和输出级联放大器的低。由热梯度引起的透镜作用用放置在线性前置级联放大器出口处的自动补偿光学元件加以补偿，这是通过测定激光的空间波形来实现的。这种测定用理想的平面波与相继的激光相干涉的全息照相方法，其精度接近于波长。

线性前置级联放大器出口处的激光参量如下：激光能量 $E_A \simeq 30$—50焦耳，激光能量的含量≃90%，亮度 $B \simeq 6.5 \times 10^{15}$ 瓦/厘米²·球面度，信噪比 $K_s \simeq 10^8$。

前置级联放大器、强级联放大器、输出级联放大器系统

将线性前置级联放大器输出的激光分束射入后面的前置级联放大器。构成强级联放大器时，需要解决最佳的激光分束方法，补偿各束激光的光学长度，防止环形的自振等问题。前置级联放大器、强激励放大器、输出级联放大器是ГОС-1001型，由ГЛС-1型钕玻璃（直径45毫米、泵浦部分560毫米）和4根ИФП-2000型的灯（最大泵浦能量

～5 万焦耳）构成。在这些放大器中，对于光束密度 $q\leqslant1$ 千兆瓦/厘米^2 的激光，其放大系数（$K\simeq3.5$）不超过 3.5。这个数值用来决定强级联放大器光束分束系数的极限。对于电容器的充电能量，为了使激光的输出效率最大，必须实现强激光放大[3]。如果在级联放大器最初的入口处，激光束只以必要的数目一次分束完毕，而各个光束在许多级联放大器中加以放大，则对于能量是不利的。这是因为在这种情况下，最初的一些级联放大器的激光能量非常小（百分之几的数量级），而所需的光泵能量为总光束能量的 80—90%。在这样的系统中，要得到高的信噪比，问题变得更为复杂。

这里所叙述的装置中激光束增加的情况示于图 5。其中取激光束的分束系数 $n=2,3,2,3,3$。在这种情况下，激光束以1→2→4→12→24→72→216 的方式增加。对于前置级联放大器，采用 $n=2$，这是因为需要补偿激光束输入强级联放大器而引起的损耗和分束元件表面上的损耗。强级联放大器 I — Ⅲ和输出级联放大器的总体的照片示于图 6。为了将激光分束，用圆柱形准直仪改变激光束

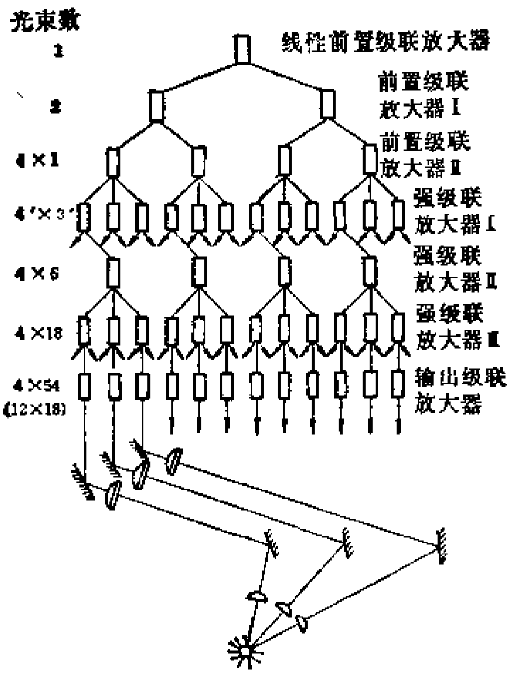


图 5　多束激光的形成图



图 6　强级联放大器 I 、II 、III，输出级联放大器和圆柱准直仪

的几何截面，并以相等的能量进行分束。分束系数的变化通过改变线性光束变换数来实现。在这种情况下，分束元件所引起的能量损耗为 8%，激光发散角和级联放大器之间距所引起的激光束不均匀性在百分之几以内。末级放大器是输出级联放大器，其中 3 个示于图 7 和图 8。每个尺寸为 85×100×170 厘米^3，含有 18 个元件（示于图 9）。“Delfin” 有 12

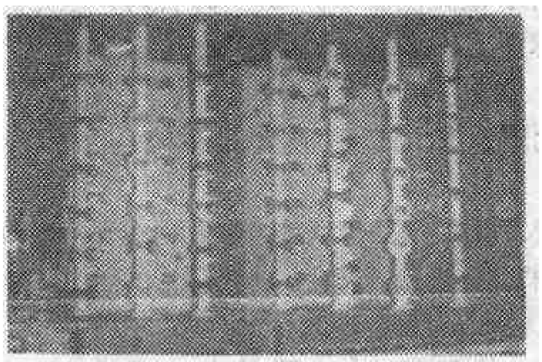


图 7　从强级联放大器侧看到的输出级联放大器

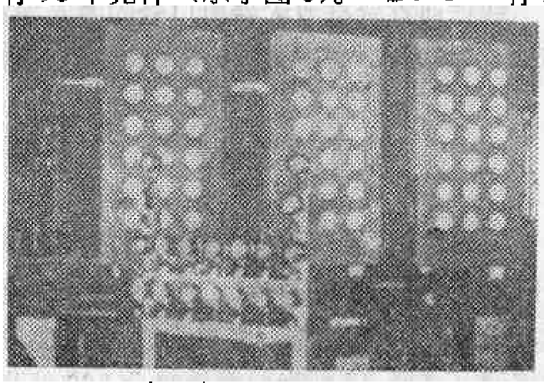


图 8　从真空容器侧看到的输出级联放大器

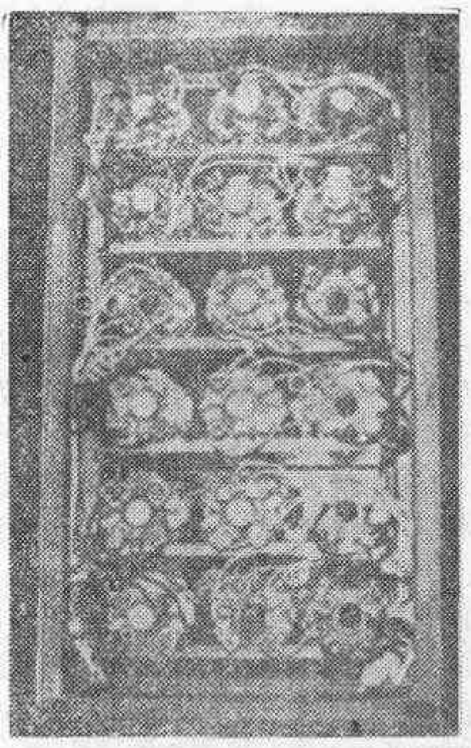


图 9　输出级联放大器组件里的放大器的配置

个这样的输出级联放大器，在装置的出口处组成 216 个直径 45 毫米的能量相等的激光束。原则上，对于这些激光束，今后大概可以通过与热核聚变靶的照射方法有关的各种方法来决定其构成方法。

“Delfin” 的主要参量示于表 1。

表 1

名　　称	光束数	直径(厘米)	放大系数	能量(焦耳)	能量密度(焦耳/厘米^2)	发散角(弧度)	亮　度(瓦/厘米^2·球面度)
线性前置级联放大器	1	15	1.5×10^4	30	2.0	1×10^{-4}	6.5×10^{16}
前置级联放大器 Ⅰ	2	30	2.3	70	2.3	—	—
前置级联放大器 Ⅱ	4	60	2.6	180	3.0	—	—
强级联放大器 Ⅰ (1/4)	3	45	3.3	120	2.7	—	—
强级联放大器 Ⅱ (1/4)	6	90	3.4	320	3.5	2×10^{-4}	2.8×10^{16}
强级联放大器 Ⅲ (1/4)	18	270	3.4	880	3.25	—	—
输出级联放大器 (1/4)	3×18	810	3.6	2500	3.1	5×10^{-4}	4×10^{15}
在装置输出端的参量	12	3240	—	10^4	—	5×10^{-4}	3×10^{15}

聚向球形靶面的激光聚焦系统

现阶段因为与高能的实验条件不同和激光能量比较低，还未达到用 $E_1=10^4$ 焦耳以上的多路激光束对球形固体靶进行照射实验。这里考虑激光聚焦问题的分析以及基于这种分析的聚焦光学元件的参量和结构。

正如已经叙述的[27]，用于激光热核聚变的激光能量依赖于靶的尺寸，在热核聚变温度时等离子体内的能量 $\varepsilon=10^8—10^{10}$ 焦耳/厘米^3，因而，对于实心靶，最大的尺寸为几百微米。对于微壳靶，这个最大尺寸显著增大。各种结构的靶的尺寸与各种激光能量值的依赖关系可参阅参考文献[27]。

为了有效地使靶加热，要求由下式确定的最小值 $a_{最小}$不超过靶的直径，$a_{最小}\leqslant 2r$：

$$\int_0^{a_{最小}} E(r)dr=\psi\int_0^{\infty} E(r)dr. \tag{2}$$

其中 $E(r)$ 为激光能量分布，ψ 为确定聚焦时能量损耗的容许值的聚光系数。此值由实验条件确定，可以达到 $\psi\simeq 0.95$。当 ψ 的值减小时，到达靶面的激光能量密度降低，从而也使可得到的等离子体参量之值降低。

加热大而重的球形靶时，需要能量为 $10^3—10^4$ 焦耳的激光。这样的激光会聚光的弥散圆直径不超过 50—60 微米，将它用于微壳靶时，靶的尺寸可以更大。但这时激光的平均功率密度 $q\simeq 10^{14}$ 瓦/厘米^2，为了增大靶面上对这个平均值的偏差的容许范围，取壁厚与半径之比为 10^{-2}，这时适用的范围在百分之几以内。在激光光束数有限时，为了均匀照射靶，需要改变激光的强度分布，使之严格地满足 (2)式。这时，弥散圆直径显著小于靶的直径 $(r_{\delta}\sim 0.1r)$，对于$\sim 10^4$ 焦耳的激光装置，要求 $r_{\delta}\leqslant 60$ 微米。

对于强的激光束，存在限制聚焦方法的特殊条件。根据玻璃激光棒的破坏阈值 $\varepsilon_{\kappa p}$ 确定聚焦透镜的直径 D 的最小值和激光的聚焦距离 S。设聚焦的激光光束数为 N，光束直径与聚焦透镜的口径 D 之比为 μ，则下式成立：

$$D=2\left(\frac{E_A}{\mu\pi N\varepsilon_{\kappa p}}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{3}$$

$D\ll S$ 时，总的激光聚焦立体角不能超过某个极限值 Ω，即

$$\frac{\pi N D^2}{4S^2}\leqslant\Omega. \tag{4}$$

将(3)式代入(4)式，求得聚焦距离 S 的下限：

$$S\geqslant\left(\frac{E_A}{\mu\varepsilon_{\kappa p}}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{5}$$

由此求得聚焦透镜的 D/f：

$$D/f\leqslant D/S\simeq 2\left(\frac{\Omega}{\pi N}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{6}$$

于是给定 Ω、N、E_A 时，聚焦透镜的特性唯一确定。可以估计这些量的数值。

在激光能量 $E_A=10^3—10^4$ 焦耳的装置中，至靶的聚焦立体角决定于真空室的特性和聚焦系统，亦即决定于许多测试用的窗口。靶的引入装置、激光的聚焦系统、真空排气孔等。决定 Ω 值的本质的条件是使透过靶的其他光束的影响减小到最小。为了满足这个条件，将圆锥形光束聚焦到靶时，物镜的光轴配置必须使光束不相交。考虑到这些因素以后，Ω 的最大值为全立体角的$\frac{1}{5}—\frac{1}{6}$。这里采用 $\Omega\leqslant 0.1—0.05$。

这种聚焦系统的另外的重要参量是至靶的聚焦光束数。由(3)—(6)式可知，聚焦光束

的束数 N 增大时，对聚焦透镜的要求就必然降低。但是，当聚焦光束数增大时，光学元件的调整个数急剧增多，因而使整个系统的可靠性降低。显然，几十路以上的聚焦光束数是不合适的。根据照射非常均匀的要求，确定聚光束数的下限。基于这个要求（照射均匀性在百分之几以内），N 的下限是 $N \geqslant 4$[62]。由以上的看法可以确定 N 的范围：$4 \leqslant N \leqslant 30$。

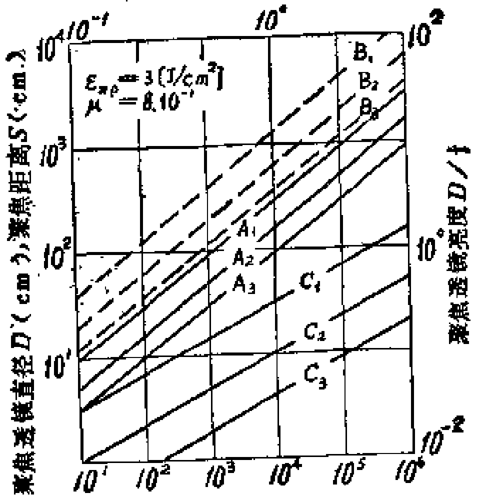


图 10　聚焦透镜直径 D（实线 A）和聚焦距离 S（虚线 B）与归一化激光能量 E_A 的关系及聚焦透镜的亮度 D/f（实线 C）与激光束聚焦立体角 Ω 的关系

"A_1" $-N=4$，"A" $-N=12$，"A_3" $-N=30$；
"B_1" $-\Omega=\pi/25$，"B" $-\Omega=\pi/6$，"B_3" $-\Omega=\pi/2$
"C_1" $-N=4$，"C_2" $-N=12$，"C_3" $-N=30$。

上述的讨论示于图 10。图上给出，对于不同的 Ω 和 N 的值，聚焦透镜直径 D 和激光能量的关系（实线 A），聚焦距离 S 和激光能量的关系（虚线 B），聚焦透镜的亮度 D/f 和激光聚焦的立体角 Ω 的关系（实线 C）。

当激光能量增大时，聚焦透镜的孔径 D 急剧增大。由此可以断言：对应于各种能量输出的激光装置，必须采用不同形式的聚焦透镜。对于 $E_A=10^3$—10^4 焦耳和对于 $E_A=10^5$—10^6 焦耳，系统的结构是不同的。

除了上面的要求以外，对聚焦光学元件的要求还有：首先，在整个聚焦光学系统中必须防止光学元件表面上反射的光聚焦而引起的破坏。解决这个问题可以采用的方法有：消除透镜表面中心部分的亮点，光轴上开孔以形成环形激光束等[36]；其次，对所有的聚焦光学元件涂增透膜。

另外的重要问题是必须使激光放大器与聚焦透镜的光学耦合最小，这与应使激光的信噪比充分高的要求密切相关，而且这对激光核聚变极为重要。在输出能量 $E_A=10^3$—10^4 焦耳的激光装置中，激光的小信号放大系数竟达 10^{10}—10^{11}，因此即使并列几个级联的电光开关，也不会完全没有自振。耦合系数不能超过 $\simeq 10^{-3}$—10^{-4}。所以只使光学表面透明是不够的，为此考虑将所有激光放大器的反射激光分散掉的透镜形式和光学元件的结构是必不可少的。

在建造我们的这种装置时充分考虑了上述的问题。

聚焦的光束由 12 路组成。每路光束射入多棱镜、第 1 聚焦透镜、转向棱镜（大口径的，附微调装置）、第 2 聚焦透镜。这种聚焦系统的光学元件的配置示于图 11。

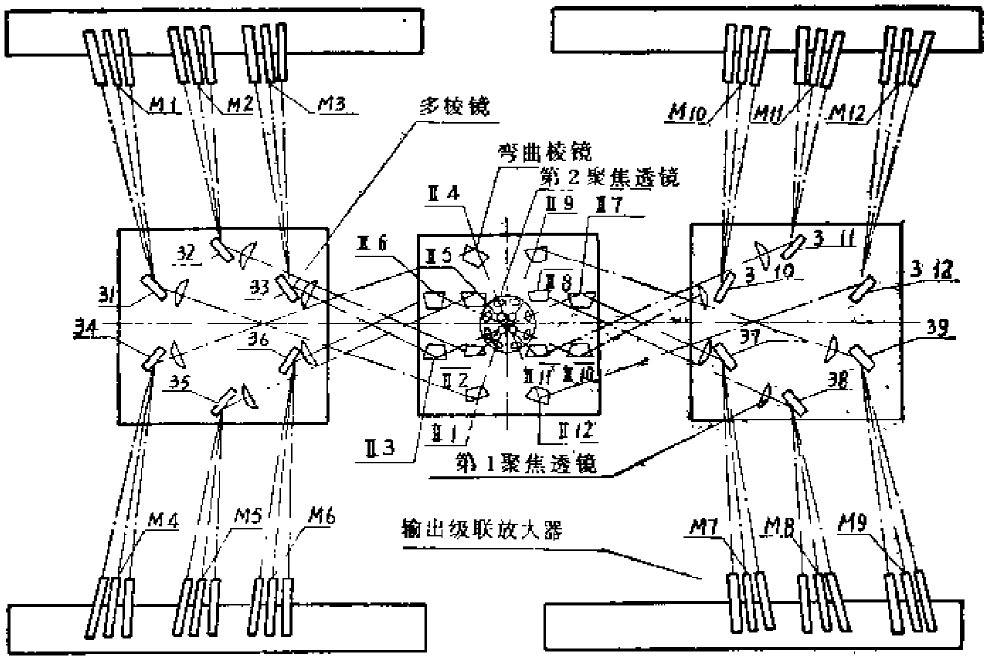


图 11 聚焦系统的光学元件的配置

表 2 列出各个光学元件位置的坐标。12 路输出级联放大器组件中，每路由 18个ϕ45毫米的光束组成，射入多棱镜，其外形示于图12。这 18 个光束的合成光束的直径 $D_1=285$ 毫米，能量 $E_1=1$ 千焦耳，发散角 $2\alpha\simeq10^{-3}$ 弧度。ϕ45 毫米的小光束的激光脉冲的宽度 $\Delta\tau\leqslant300$ 微微秒，时间上将它们错开再组合起来，得到合成光束的脉冲宽度 $\sim10^{-9}$ 秒。图 13 示出合

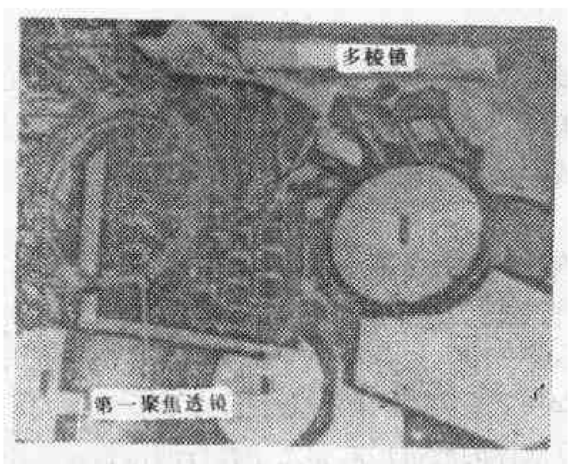


图 12 多棱镜和第 1 聚焦透镜

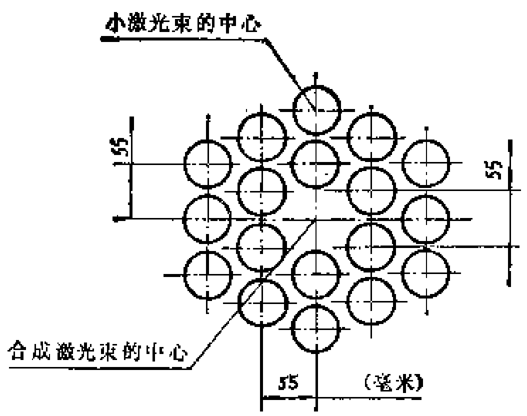


图 13 合成激光束(组件)

表 2

№	光学元件名称	光学元件中心座标		
		X	Y	Z
1	M_1	-7738	+4130	0
2	M_2	-6775	-4125	0
3	M_3	-5860	+4118	0
4	M_4	-7738	+4130	0
5	M_5	-6775	-4125	0
6	M_6	-5860	-4118	0
7	M_7	-5860	-4118	0
8	M_8	-6775	-4125	0
9	M_9	-7738	-4130	0
10	M_{10}	+5860	+4118	0
11	M_{11}	+6775	+4125	0
12	M_{12}	+7738	+4130	0
13	З1	-6800	+370	0
14	З2	-6100	+855	0
15	З3	-5500	+400	0
16	З4	-6800	-370	0
17	З5	-6100	-855	0
18	З6	-5500	-400	0
19	З7	+5500	-400	0
20	З8	+6100	-855	0
21	З9	+6800	-370	0
22	З10	+5500	+400	0
23	З11	+6100	+855	0
24	З12	+6800	+370	0
25	П1	-456	-846	-276
26	П2	-276	-276	+921
27	П3	-846	-456	-276
28	П4	-456	+846	+276
29	П5	-276	+276	-921
30	П6	-846	+456	+276
31	П7	+846	+456	-276
32	П8	+276	+276	+921
33	П9	+456	+846	-276
34	Ш10	+846	-456	+276
35	Ш1	+276	-276	-921
36	Ш2	+456	-846	+276

成光束的结构。图 14 示出对靶进行照射的结构。表 3 列出确定 12 路激光方向的角度。

现在采用的是示于图15 的双透镜聚焦系统。第 1 聚焦透镜的焦距 $f_1=10^3$ 厘米，它放在接近多棱镜的台架上（参照图 12）。第 2 聚焦透镜的焦距 $f_2=230$ 毫米，它装在真空室的壁上，同时也起着真空窗口的作用。聚焦系统像差所形成的明晰圆直径 $d^{abd}\simeq300$ 微米。为了使光束直径最小，配置有长焦距光学元件。转向棱镜可以保持对靶面所需要的方向，它放置在离靶 1 米的距离上。靶面的最大激光功率密度 $q\simeq10^{15}$瓦/厘米^2。

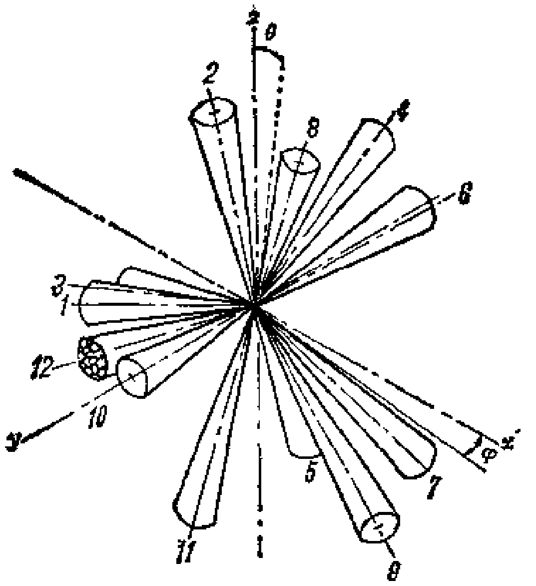


图14　对靶进行照射的结构

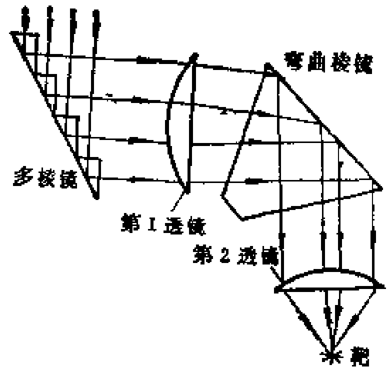


图15　使用双透镜的聚焦系统

表3

№	θ	φ
1	105°	64°
2	25°	140°
3	105°	175°
4	74°	254°
5	157°	290°
6	74°	265°
7	105°	344°
8	25°	0°
9	105°	15°
10	74°	90°
11	157°	50°
12	74°	104°

我们所用的装置是用一组光学系统对18个激光束进行聚焦。它远远胜过用18个聚焦透镜和旋转台架对18个激光束进行聚焦。因而，在“Delfin”中对全部216路激光束进行了聚焦，这样进行聚焦比较容易，而且系统的精度较高。在“Delfin”中采用双透镜系统，较之单透镜系统可使转动因素减少，至靶面的聚焦程序简化。将激光束聚焦到靶面的程序是：固定短焦距的第2聚焦透镜，使转向棱镜在两个角度上扫描，使长焦距的第1聚焦透镜沿光轴扫描。光学元件输出的功率密度$q \simeq 4$千兆瓦/厘米^2。

最后，由于也考虑了多路、大角度照射的聚焦光学系统，因而对此也加以叙述。利用这样的装置可以获得均匀性很好的照射。图16示出其概念图。在靶的周围，四面体顶点的对称位置上放置4个椭球面镜。用F数小的（1/10）透镜将激光聚焦到椭球面镜的一个焦点上。靶放在椭球面镜的第2焦点上，这样激光就聚焦到靶上。图17示出其配置情况。

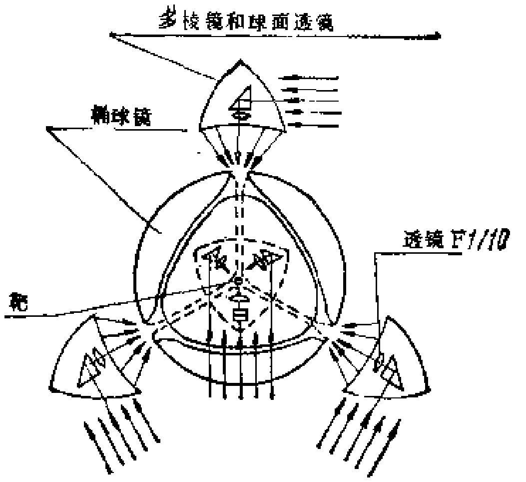


图 16　使用 4 组椭球面镜、球面透镜、多棱镜的聚焦系统的概念图

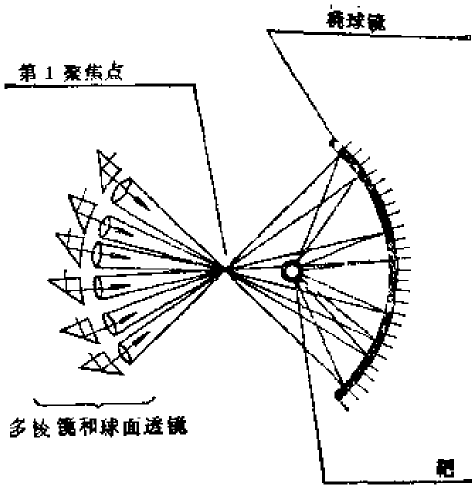


图 17　球面透镜——椭球面镜聚焦系统

激光至第 1 焦点的聚焦，用多棱镜和球面镜进行。用这种系统时，总立体角 $\Omega=3\pi$，而且可以对靶进行对称照射。这种系统的特点是没有像差。这时焦斑直径可以减小到由衍射所确定的值。这种系统是通过固定椭球面镜而使多棱镜转动加以调整的。

制造这种系统时的第一个困难是大直径（$D_{椭}\simeq 600$ 毫米）椭球面镜的制造，第二个困难是镜面的均匀涂膜。KMS 聚变公司已经制造了两束光的这种系统。

操 作 系 统

在"Delfin"的各种要素中包括各种控制和测量装置，这些装置按不同的功能分成如下各类：

1. 钕玻璃激光器的电源系统（操纵台、电容器充电电压指示系统、变压器、运输系统、闪光灯同步装置和电容器等）。

2. 激光的光轴调整和调焦装置（$\lambda=1.15$ 微米、0.63 微米的 He-Ne 激光器、电子工程的换能器和光学系统等）。

3. 激光参量的测定装置（量热计、高速示波器和光电检测器等）。

4. 热核聚变反应参量的测定装置。

整个系统必须以给定的程序准确地运转。为此，必须使用电子计算机使系统自动化，为了使各种系统（电子的、电机械的、热机械的、光学的）自动运转，必须使许多信息迅速传递。采用的电子计算机是具有大容量记忆装置 NOVA2/10 型电子计算机，并设计使 CAMAC 标准化的自动运转装置（ACY）。

作为"Delfin"的自动运转装置制造的第一阶段，设计了靶的定位自动化和聚焦自动化装置。

真空室和测试仪器

真空室是用不锈钢制成的球形容器，内径460毫米、外径520毫米。其外形见图18。这个真空室不仅可以是真空的，而且也可以充入所希望的压力的气体，还可以插入靶的定位装置、激光束的聚焦装置、测试仪器等。这个真空室的排气可以达到10^{-6}毫米汞柱。

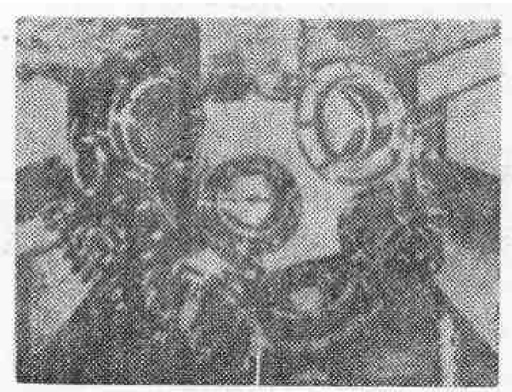


图 18　真空室

在真空室的中心可以在x、y、z方向上以$\Delta^{xyz}=\pm 5$微米的精度，给定微壳靶或实心靶。在不破坏真空的情况下可以交换5个靶。各个靶用1—5微米粗细的线装在调整装置上。

真空室内的靶用放大率为40倍的长焦距显微镜加以观测。用放置在激光控制台上的工业电视观测靶；通过遥控对靶的位置进行调整。

自动位置调整装置是这样一种装置：对靶进行弱光照射，在光电元件的阴极上形成靶像，检测出与预先给定位置的偏移位置后驱动伺服马达，使靶以±5微米放置在给定的位置上。

靶位置的这种调整是在～0.125厘米^{3}的体积内进行，所需的最长时间约为3分钟。

计测激光核聚变的目的是要搞清楚激光在冕等离子体（$n_e \leqslant 10^{21}$厘米$^{-3}$）内的吸收过程[13,14,36,37]，以及所吸收的这种能量不仅在冕等离子体内，而且在被压缩的等离子体（$n_e > 10^{22}$厘米$^{-3}$）内如何转换成离子的热能的[3,10,38]，而且还要搞清楚在充分的离子密度和温度下热核反应是如何发生的。

所吸收的激光能量将变成等离子体的定向动能和热能以及X射线辐射能。来自等离子体的强X射线辐射[3,10,39,40]和参量不稳定性的增长导致高速电子[13,43—47]及高速离子[48—51]的出现，会使加热和压缩的效应减小。

为了了解被压缩等离子体的状态，使用X射线能谱计[14,28,52,53]、粒子检测器[11,12,54—58]。对热核燃料（氘-氘和氘-氚反应）进行加热时，对中子作了检测以便了解热核反应进行到何种程度。

“Delfin”所用的测试仪器分类如下：

(1) $\lambda=0.35$—1.06微米范围的光学测量仪器。

(2) 从$\lambda=1$—10^3埃的软X射线到真空紫外的分光测量。

(3) $\lambda<1$埃的硬X射线的能谱测量。

(4) 粒子检测。

真空室和若干测试仪器示于图19。光学测量仪器是使用超高速分幅阴影图和干涉仪。阴影图用于测量激光的吸收层以及冲击波在充填气体中的传输。冲击波的传输可考虑为瞬时在一点引起爆炸时的冲击波[61,62]，能够求得流体力学性的等离子体参量。例如能够推测等离子体的温度[10,63]。超高速分幅阴影图由红宝石激光器（与钕玻璃激光同步），光学延迟回路和记录装置组成。用与钕玻璃激光装置中所用的克尔盒相同的方法，形成红宝

石激光脉冲。脉冲宽度 $\tau=0.5$ 毫微秒。阴影图的帧间隔从 1—100 毫微秒之间可调。最大光学延迟为 1 微秒。这样便能拍摄 19 幅的阴影图。空间分辨率～10^{-2} 厘米。充填气体的气压 $p=5$—20 毫米汞柱。

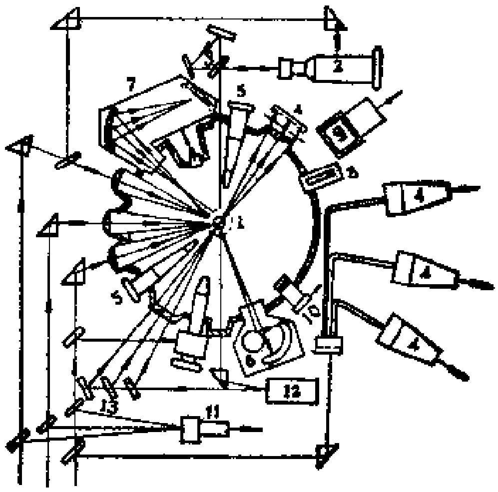


图 19 真空室和测试仪器

图中：1——靶；2——象转换管照相机；3——干涉仪；4——闪烁体中子探测器；5——针孔照像机；6——X射线能谱仪；7——聚焦 X 射线能谱仪；8——原子核乳胶；9——激活法计数器；10——离子探测器；11——红宝石激光器；12——光延迟回路；13——阴影照相装置。

超高速干涉测量是用于测定 10^{18}厘米$^{-3}<n_e<10^{21}$厘米$^{-3}$的冕等离子体的时间上分辨的密度。这种干涉仪是与象转换管扫描照相机配合在一起的。空间和时间分辨率分别为～20 微米和～0.1 毫微秒。这种光源使用红宝石激光（$\lambda=0.6943$ 微米）及其二次谐波（$\lambda=0.3471$微米）。红宝石激光的脉冲宽度 $\tau\simeq25$ 毫微秒。象转换管扫描照相机可以进行与钕玻璃激光装置的激光触发火花隙取得同步[24]的超高速成帧干涉计测[10,65]。成帧的目的对于发现对称加热是否在进行以及弄清扫描照相机的精度是重要的[64,66]。在超高速成帧干涉仪的场合，时间分辨率～0.5 毫微秒，空间分辨率～10^{-2} 厘米，帧间隔～11.5 毫微秒，帧数为 7。

通过干涉计测可以知道冕等离子体的成长，由此便能究明等离子体的消融情形和热核聚变用的重靶的效果等。通过将测量结果和计算分析加以比较，便能求得压缩度[8,10]。

采用真空紫外（$\lambda=50$—1000埃）区域的分光测量，其目的在于测量从 $n_e>10^{21}$ 厘米$^{-3}$的等离子体中发射的线谱，以期得到这个区域的时间空间的密度剖面。分光器的入射角为 86°、88°、89°，洛兰德圆半径为 2000 毫米。反射衍射光栅是金和白金制的。

$\lambda=1$—10 埃的软 X射线是使用凹晶记录其线谱的[69-71]。目的在于计测各种靶等离子体的温度、密度和电离电荷数。

为了利用从等离子体发射的连续 X 射线以高的空间分辨率（～10 微米）测量等离子体象，将利用带有各种吸收膜的针孔照相机[73,78]。这种方法是求得压缩度的一种方法[88]，用于求得直至 $n_e\simeq10^{25}$厘米$^{-3}$的密度分布和温度分布。根本性的缺点是针孔照相机的 F 数极小（$\simeq10^{-4}$—10^{-5}）和无法进行时间分辨。

为了增加 F 数和提高空间分辨率，在晶体分光器上使用了特殊的玻璃聚焦系统[75]。这样便能把 F 数提高到 10^{-2}—10^{-3}。在这种测量系统中实现～0.6 毫微秒的时间分辨 X 射

线测量也是可能的。这种场合，由 X 射线产生的等离子体象，有可能采用分幅摄影和扫描照相摄影。从 X 射线到可见光的变换将采用超高速（时间分辨率为 0.6 毫微秒）闪烁器[78]。

作为另外的时间分辨 X 射线分光计测，研究了在阴极上具有厚 200 微米金箔的同轴型检测器[6,77]。时间分辨率为～0.7 毫微秒。

硬 X 射线的存在（K, 50千电子伏）将证实高速电子的存在，可用多路超高速高灵敏度闪烁体检测器计测。从硬 X 射线到可见光的变换将采用塑料闪烁器（2%联三苯 + 0.02% POPOP：聚苯乙烯）。这种检测器的时间分辨率≃3—4 毫微秒。

作为粒子检测，测量了中子并对离子能量进行了分析[56]。离子能量测量预定是对 1—100 电子伏范围的离子能量和质量进行分析。测量中子使用了闪烁体检测器[10,12]、原子核乳胶、激活法计数器（铟和银）。此时能够知道压缩时的氘-氘和氘-氚反应的情况[12,58]。

为此，使用时间分辨率～3 毫微秒的高灵敏度闪烁体探测器，以 10^7—10^8 的中子发射水平测量氘-氘和氘-氚中子谱及其产额。

参 考 文 献

[1] N. G. Basov, O. N. Krokhin; JETP 46 171 (1964).
[2] N. G. Basov et al.; JETP 62 203 (1972).
[3] N. G. Basov et al.; Reports of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR 76 146 (1974).
[4] N. G. Basov et al.; Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 16 (1975).
[5] M. J. Lubin; Annual Report of the Lab. for Laser Engineering, Univ. of Rochester (1973).
[6] S. S. Suseman et. al. ed.; UCRL-50021 (1973).
[7] F. Skoberne; LA-5739-PR (1974).
[8] D. Schirman et al.; Rep. 5 th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Controlled Thermonuclear Fusion Research, Tokyo, (1974).
Rep. 8th IQEC, San Francisco (1974).
Rep. 7th Annual Meeting of the APS of Plasma Phys., St. Petersburgh-Florida (1975).
[9] N. G. Basov et al.; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena (Plenum Press) 2 389 (1972).
[10] N. G. Basov et al.; ibid 3B 553 (1974).
Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 15 (1974).
[11] N. G. Basov et al.; JETP Letters 15 10, 589 (1972).
[12] N. G. Basov et al.; Quantum Electronics 1 9. 2069 (1974).
[13] O. N. Krokhin et al.; JETP Letters 20 4, 239 (1974) JETP 69 1 (7), 206 (1975).
Preprint Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 22 (1975).
[14] O. N. Krokhin et al.; Proc. 12th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven (1975).
Yu. A. Zakharenkov et al.; JETP Letters 21 9, 557 (1976).
[15] V. V. Alexandrov et al.; Proc. 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. 2 435 (1973).
I. N. Burdansky et al.; Appl. Opt. 15 7 (1976).
[16] A. V. Dubovoi et al.; J. Tech. Phys. XLIV, II, 2398 (1974).
Preprint T-0185 (1974).
A. A. Gorokhov et al.; JETP Letters 21 1. 62 (1975).
[17] K. A. Brueckner; Proc. 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. 2 259 (1973).
[18] J. Nuckolls et al.; Nature 239 139 (1972).
[19] Yu. V. Afanasiev et al.; Rep. 5th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Controlled Thermonuclear Fusion Research, Tokyo (1974).

[20] Yu. V. Afanasiev et al.; JETP Letters 21 2, 150 (1975).
[21] J. Nuckolls et al.; Rep. 5th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Controlled Thermonuclear Fusion Research, Tokyo (1974).
[22] G. Charatis et al.; ibid.
[23] G. S. Fraley et al.; ibid.
[24] E. G. Gamalii et al.; Quant. Electron. 2 5, 1034 (1975).
[25] R. J. Mason; LA-UR-75-260 (1975).
[26] S. I. Anisimov et al.; JETP Letters 22 6, 343 (1975).
[27] N. G. Basov et al.; Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 30 (1976).
[28] N. G. Basov et al.; ibid No. 51 (1974).
[29] N. E. Bykovsky et al.; ibid No. 137 (1975).
[30] B. R. Belostotsky et al.; Principles of Laser Technology (Soviet Radio) (1972).
[31] V. A. Gribkov et al.; птэ 4, 213 (1971).
[32] E. R. Mustely and V. N. Parytin; Methods of Modulation of Light (Nauka) (1970).
[33] N. G. Basov et al.; Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 47 (1973).
[34] C. E. Thomas; Appl. Opt. 14 6, 1267 (1975).
Laser Focus 6 49 (1975).
[35] J. De. Mets; L'Onde Electrique 50 7, 572 (1970).
[36] A. A. Rupasov et al.; JETP 65 1898 (1973).
Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 94 (1972).
[37] N. G. Basov et al.; JETP 67 118 (1974), Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR (1974).
[38] P. M. Campbell et al.; Phys. Rev. Letters 45 2, 73 (1974).
K. A. Brueckner et al.; Nuclear Fusion 15 471 (1975).
B. R. Guscott et al.; Rep. 7th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Lousanne, (1975).
[39] K. G. Whitney et al.; Appl. Phys. Letters 24 10, 509 (1974).
[40] P. J. Mallozzi et al.; Final Rep. v. II of Battelle Columbus Lab. (1972).
Bulletin APS 11, 12, 9, 923 (1974).
[41] V. P. Silin; Parametric Effects of Strong Radiation upon Plasmas (Nauka) (1973).
[42] V. V. Pustovalov et al.; JETP Letters 17 2, 120 (1973).
[43] K. Eidman and R. Sigel; Proc. 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. p. 435 (1973).
[44] R. P. Godwin et al.; Bull. Amer. Phys. Soc. 971 (1972).
[45] B. A. Boiko et al.; Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 77 (1973).
[46] F. Zigely et al.; Quant. Electron. No. 2 (8) 37 (1972).
[47] L. M. Goldman et al.; Nuclear Fusion 13 829 (1973).
[48] N. G. Basov et al.; JETP Letters 18 314 (1973).
[49] G. H. McCall et al.; Phys. Rev. Letters 30 1116 (1973).
[50] G. H. McCall et al.; Proc. Fuji Seminor on Laser Interaction with Plasma 57 (1975).
[51] V. P. Silin; JETP Letters 21 6, 333 (1975).
[52] V. A. Boiko et al.; Quant. Electron. 2 6, 1216 (1975).
[53] E. V. Aglitsky et al.; ibid 1 579 (1974).
[54] O. N. Krokhin et al.; JETP Letters 19 6, 389 (1974).
[55] V. W. Slivinsky et al.; UCRL-76938 (1975).
[56] G. Charatis et al.; Proc. Fuji Seminor on Laser Interaction with Plasma 73 (1975).
[57] A. W. Ehler; J. Appl. Phys. 46 6, 2464 (1975).
[58] E. G. Gamaly et al.; JETP Letters 21 2, 156 (1975).
[59] V. Ya. Gel'tsin et al.; JETP 68 5, 1768 (1975).
[60] T. A. Leonard et al; J. Appl. Phys. 46 8, 3562 (1975).
[61] Ya. B. Zel'dovich and B. N. Raizzer; Phys. of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena (Nauka) (1966).
[62] V. P. Korobeinikov et al.; Theory of Point Explosion (ИФМЛ) (1973).
[63] G. V. Sklizkov; Doctoral thesis, Phys. Inst. Acad. Sci., Moscow (1973).
[64] V. M. Groznov et al.; Preprint Phys. Inst. Acad. Sci. No. 50 (1975).
[66] Yu. A. Zakharenkov et al.; Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 121 (1973).
[67] A. H. Gabriel et al.; J. Sci. Instrum. 42 94 (1965).

J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 2 491 (1963).
[68] E. V. Aglitsky et al., Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 79 (1974).
[69] Yu. A. Mikhairov et al., ПТЭ (1976).
[70] Yu. A. Mikhairov et al., Preprint of Phys. Inst. Acad. Sci. USSR No. 21 (1976).
[71] G. V. Peregydov et al., Quant. Electron. 2 8, 1844 (1975). Acad. Sci. USSR No. 21 (1976).
[72] M. H. Key et al., Phys. Letters 48A 2, 121 (1974).
[73] A. A. Kologrivov et al., Quant. Electron. 2 10, 2223 (1975).
[74] E. V. Aglitsky et al., ПТЭ No. 4 913 (1975).
[75] L. M. Belyaev et al., Quant. Electron. 8 3, (1976).
[76] Yu. S. Kas'yanov et al., JETP Letters 20 11, 719 (1974).
[77] M. H. Key et al., Appl. Phys. Letters 25 6, 335 (1974).
[78] A. S. Isaev et al., Rep. of Conferences, Kharikov (1963).

[张荣康、勾水译自《レーザー研究》, 4, No. 2, 187～202 (1976)]